

SERIE A, N°
N° D'ORDRE :

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean LETESSIER

1^{re} THESE. — "Contribution à l'étude théorique de la diffusion
hyperon-nucléon dans un formalisme à plusieurs
canaux."

2^e THESE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 15/5/1970 devant la Commission d'examen.

MM. R. NATAF

Président.

M. GOURDIN

R. VINH MAU

} *Examineurs.*

SÉRIE A, N°
N° D'ORDRE :

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR **ES SCIENCES** PHYSIQUES

PAR

Jean LETESSIER

1^{re} THESE. — "Contribution à l'étude théorique de la diffusion
hypéron-nucléon dans un formalisme à plusieurs
canaux."

2^e THESE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 15/5/1970 devant la Commission d'examen.

MM. R. NATAF

Président.

M. GOURDIN

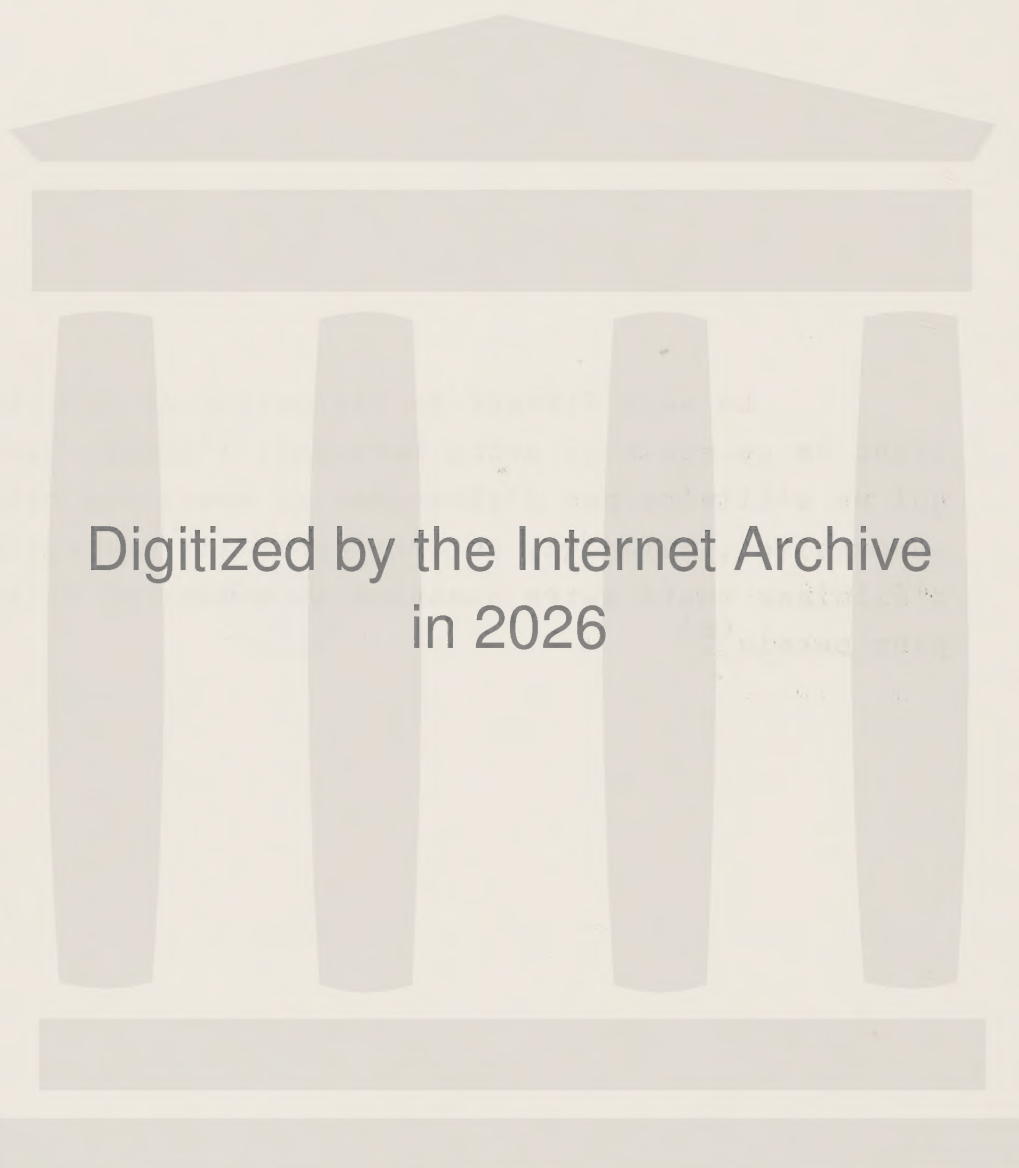
R. VINH MAU

} *Examineurs.*



Le seul élément de distorsion du problème vient de ce que nous avons introduit l'homme, quantité qui ne s'élimine pas d'elle-même au cours des opérations successives, mais qui, au contraire, est susceptible d'éliminer toute autre quantité au moment où on en a le plus besoin^(o).

(o) B. Vian : Journal de Pataphysique, 21, 12 (1938)



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551515_0021

REMERCIEMENTS

C'est au titre d'attaché au Centre National de la Recherche Scientifique que j'ai pu mener ce travail à son terme, et grâce à Monsieur le Professeur M. Jean, qui a bien voulu m'accueillir à la division de Physique Théorique de l'Institut de Physique Nucléaire.

Je suis très reconnaissant à Monsieur le Professeur R. Nataf d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse et à Monsieur le Professeur M. Gourdin d'avoir bien voulu en faire partie.

Le sujet de cette étude m'a été proposé par Monsieur le Professeur R. Vinh Mau et je veux lui exprimer toute ma gratitude, aussi bien pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail que pour ses critiques et ses encouragements.

Les résultats présentés ici sont une partie de ceux obtenus par Monsieur A. Tounsi et moi-même durant notre longue collaboration, collaboration sympathique et fructueuse tant sur le plan de la physique que sur d'autres. Je l'en remercie vivement.

Les nombreux calculs numériques ont été faits sur l'Univac 1108 d'Orsay et sur la C.D.C.6600 de Paris. Je remercie ici tous les membres des divers bureaux de calcul qui m'ont conseillé dans la mise au point des programmes.

Enfin j'exprime mes plus sincères remerciements à tous les physiciens du laboratoire avec qui j'ai eu des discussions enrichissantes, ainsi qu'aux personnes qui ont permis la réalisation matérielle de ce travail et en particulier à Mademoiselle M. Moreau.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
I AMPLITUDES D'HELICITE - ONDES PARTIELLES	
1) Détermination des amplitudes d'hélicité	6
2) Calcul des ondes partielles	8
II RELATION D'UNITARITE ET SEUILS ANORMAUX	
1) La relation d'unitarité dans le cas des seuils normaux	12
2) Modification de la relation d'unitarité dans le cas d'un seuil anormal	13
III LA METHODE ND^{-1} MATRICIELLE	
1) Les équations intégrales matricielles couplées	15
2) Approximations utilisées dans la résolution des équations	16
IV DETERMINATION DES CONSTANTES DE COUPLAGE ET CALCUL DES SECTIONS EFFICACES	
1) Méthode de calcul des sections efficaces différentielles	19
2) Choix des paramètres	20
3) Résultats et conclusions	24
V PARAMETRISATIONS DE LA MATRICE DE DIFFUSION	
1) Calcul des déphasages	29
2) Analyse en portée effective	31
3) Résultats concernant les déphasages	
i) Diffusion dans l'état d'isospin $T=\frac{1}{2}$	33

ii) Diffusion dans l'état d'isospin $T=\frac{3}{2}$	36
---	----

4) Résultats concernant l'analyse en portée effective	37
---	----

VI	UNITARISATION DES AMPLITUDES DE REGGE PAR LA METHODE ND ⁻¹	
	1) Introduction	40
	2) Formalisme	41
	3) Choix des trajectoires échangées	43
	CONCLUSION	45
	APPENDICE	51
	REFERENCES	57
	LEGENDES DES TABLEAUX	61
	TABLEAUX	64
	LEGENDES DES FIGURES	79
	FIGURES	82

INTRODUCTION

L'objet de ce travail est l'étude des interactions hypéron-nucléon (Y-N). Durant les dernières années, son intérêt n'a cessé de croître malgré les difficultés expérimentales qui s'y attachent. On sait que l'interaction (Λ -N) est suffisamment forte pour que l'hypéron Λ puisse être lié, dans la matière nucléaire, pour former des hypernoyaux. Déjà, les nombreuses études de ces hypernoyaux ont fourni des indications précieuses sur les longueurs de diffusion et les portées effectives des ondes S de l'état (Λ -N). D'un autre côté, l'étude directe des interactions (Y-N) a aussi beaucoup progressé, malgré la difficulté d'obtenir des faisceaux d'hypérons d'énergie et d'intensité importantes et l'inexistence de cible d'hypéron. Les résultats concernant les sections efficaces totales et différentielles sont maintenant assez nombreux pour que les comparaisons avec les résultats théoriques soient profitables. Outre l'intérêt qu'elle présente en soi, l'interprétation des phénomènes de diffusion (Y-N) peut apporter des renseignements sur les forces hypernucléaires, en particulier, sur la possibilité discutée pour ses forces, d'induire des états liés ou des résonances hypéron-nucléon.

Dans l'étude de la diffusion (Y-N), la différence de masse entre les hypérons Λ et Σ étant petite (~ 78 Mev), on s'attend à ce que la réaction élastique (Λ -N) soit fortement influencée par l'ouverture du canal de la réaction de conversion ($\Lambda N \rightarrow \Sigma N$). Dans le but de tenir compte du couplage entre les différents canaux (Y-N), nous étudierons ensemble les diffusions (Λ -N) et (Σ -N), les incluant dans un formalisme unique

De nombreux travaux ont déjà été publiés sur la physi-

que hypernucléaire[†]. Comme nous nous intéressons ici essentiellement au problème de la diffusion, nous ne citerons que les principaux articles qui en traitent.

En 1961 et 1962, De Swart et Dullemond^(1,2), dans le cadre de la symétrie globale et à partir des potentiels déterminés dans l'étude de la diffusion nucléon-nucléon, ont présenté une étude très complète de la diffusion (Y-N), en tenant compte, dans la résolution de l'équation de Schrödinger, du couplage entre les états de spin isotopique $T = \frac{1}{2}$. Ils ont en particulier calculé les sections efficaces, les déphasages et les paramètres de mélange, ainsi que les longueurs de diffusion et les portées effectives.

En 1965, Downs et Phillips⁽³⁾ ont présenté des ajustements de la section efficace élastique (Λ -N), sans tenir compte ni du couplage avec les états (Σ -N), ni de l'unitarité. Ils utilisent le modèle d'échange de bosons et donnent plusieurs systèmes de constantes de couplage des mésons η , K , ω , K^* et d'un méson scalaire phénoménologique $\sigma^{+\dagger}$, avec les baryons. Ces constantes sont fixées par la symétrie SU3 ou par comparaison avec celles obtenues dans la diffusion nucléon-nucléon, sauf celle du méson σ qui est ajustée directement. Les résultats obtenus sont en accord avec ceux de l'expérience jusqu'au seuil de la réaction inélastique ($\Lambda N \rightarrow \Sigma N$).

En 1966, Dass⁽⁴⁾, en unitarisant les amplitudes du modèle d'échange de bosons, à l'aide de la méthode N/D, a étudié les processus hyperon-nucléon non couplés, c'est-à-dire la diffusion (Λ -N) élastique en dessous du seuil de production (Σ -N) et la

Pour une revue très complète de ces travaux, voir en particulier: Proceedings of international conference on hypernuclear physics, Argonne National Laboratory, May 1969.

Appelé S par Downs et Phillips.

diffusion (ΣN) dans l'état de spin isotopique $T = \frac{3}{2}$. Seuls les états de $l \leq 2$ et $J \leq 2$ ont été considérés. Les constantes de couplage des mésons σ , η , π , ω , ϕ , ρ , K , K^* et κ sont fixées, en partie, en utilisant la symétrie SU_3 . Certaines sont ajustées de façon à reproduire les résultats expérimentaux, en particulier les longueurs de diffusion. Deux systèmes de constantes sont présentés pour chacun des processus (Λ -N) et (Σ -N) suivant que l'on introduit ou non le méson σ . Dans ce calcul, où le nombre de paramètres est le même que dans celui de Downs et Phillips, on n'observe pas, non plus, de contradiction avec l'expérience, bien que l'on ajuste plus de points expérimentaux.

Ces résultats encourageants montrent, d'une part, que le modèle d'échange de bosons semble s'appliquer aussi valablement à l'étude des interactions hypéron-nucléon qu'à celle des interactions nucléon-nucléon⁽⁵⁾; dans les deux cas, on tient compte de l'échange de deux pions en introduisant le méson σ . Cette hypothèse qui a peu de fondements théoriques permet, semble-t-il, de bâtir un modèle satisfaisant, bien que dans la diffusion (ΛN) l'échange de deux pions donne, en principe, les forces les plus importantes, celui d'un seul pion étant interdit. D'autre part, l'utilisation de la méthode N/D semble, dans ce cas aussi, être un bon moyen d'imposer l'unitarité de la matrice de diffusion.

Le travail présenté ici est principalement constitué par l'étude des processus couplés

$$\begin{array}{c} \Lambda N \rightarrow \Lambda N \\ \swarrow \searrow \\ \Sigma N \rightarrow \Sigma N, \end{array}$$

dans le cadre du modèle d'échange de bosons dans les voies croisées. Le but recherché est de tenir compte du couplage entre les différents canaux de l'état de spin isotopique $T = \frac{1}{2}$. Pour ce faire, nous imposons la relation d'unitarité qui lie les amplitudes de ces canaux, en utilisant la méthode ND^{-1} matricielle de Bjorken⁽⁶⁾. Nous négligeons les différences de masse entre les

différents états de charge , aussi bien pour le nucléon que pour l'hypéron Σ . Les contributions des pôles des mésons aux amplitudes partielles sont calculées en utilisant le développement de la matrice de diffusion sur les amplitudes d'hélicité, formulé par Jacob et Wick⁽⁷⁾.

Les chapitres I, II et III traitent du formalisme général. Dans le chapitre I, nous étudions le couplage des ondes partielles, dans le chapitre II les implications de l'unitarité de la matrice de diffusion et dans le chapitre III la méthode ND^{-1} matricielle.

Dans le chapitre IV, nous présentons les résultats relatifs aux sections efficaces totales et différentielles. Ils sont comparés, d'une part à ceux obtenus par le modèle d'échange de bosons sans utiliser la méthode N/D et, d'autre part, à ceux obtenus en utilisant la méthode N/D à un seul canal. Ces résultats ont déjà été en partie publiés⁽⁸⁾.

Dans le chapitre V, nous déduisons des amplitudes obtenues précédemment, les déphasages et les paramètres de mélange relatifs à ces amplitudes couplées dans les différents états de moments angulaires $J \leq 4$. Ces résultats sont comparés à ceux de De Swart, Dullemond et Iddings, obtenus à partir des potentiels et de l'équation de Schrödinger. L'analyse en termes de portées effectives des ondes S est comparée à celles faites pour les hypernoyaux, les processus de diffusion et à d'autres analyses théoriques.

Dans le chapitre VI, nous décrivons une nouvelle approche du problème, consistant à utiliser la méthode ND^{-1} matricielle pour unitariser la contribution à basse énergie des trajectoires de Regge échangées dans les voies croisées des processus (YN). Cette approche, semblable à celle que nous avons employée Tounsi et moi-même, dans l'étude de la diffusion pion-nucléon⁽⁹⁾ permet de

résoudre exactement les équations intégrales ND^{-1} . La principale difficulté, en dehors de celles introduites par le couplage entre les différents canaux, est liée à la détermination des paramètres associés aux trajectoires de Regge échangées dans les voies croisées ; en effet, il n'y a pas d'expérience hyperon-nucléon à hautes énergies permettant d'effectuer directement une analyse en terme de poles de Regge. Par contre, il est possible de relier ces paramètres à ceux déterminés dans d'autres réactions ($N\bar{N} \rightarrow Y\bar{Y}$ et $NN \rightarrow NN$) en utilisant la symétrie SU_3 . Nous espérons, par cette méthode, pouvoir discuter, à partir de résultats obtenus à haute énergie, l'existence de résonances des systèmes (Y-N).

I - AMPLITUDES D'HELICITE - ONDES PARTIELLES

1) Détermination des amplitudes d'hélicité

Dans ce chapitre, nous allons décrire une méthode permettant de calculer, à partir du modèle d'échange de bosons, les contributions des mésons échangés aux ondes partielles couplées du système hyperon-nucléon.

Le principe de Pauli n'étant pas applicable au système (Y-N), nous avons six ou huit amplitudes linéairement indépendantes selon le processus considéré :

$$(1) \quad YN \leftrightarrow Y'N'.$$

On peut utiliser, soit le formalisme habituel des amplitudes partielles de transition à moment angulaire total J donné, soit le formalisme, lui aussi classique, des amplitudes d'hélicité⁽⁷⁾. Nous avons calculé les contributions des mésons échangés dans les voies croisées aux amplitudes partielles en passant par l'intermédiaire des amplitudes d'hélicité. Les 16 amplitudes d'hélicité de la diffusion de deux particules de spin $S_i = \frac{1}{2}$,

$$(2) \quad \phi_{iy'y} = \langle \lambda'_1 \lambda'_2 \mid \phi_{y'y} \mid \lambda_1 \lambda_2 \rangle,$$

se réduisent à six si $y' = y$ et à huit si $y' \neq y$, en utilisant les propriétés d'invariance :

i) Conservation de la parité :

$$\langle \lambda'_1 \lambda'_2 \mid \Phi \mid \lambda_1 \lambda_2 \rangle = \langle -\lambda'_1 -\lambda'_2 \mid \Phi \mid -\lambda_1 -\lambda_2 \rangle,$$

ii) Invariance par renversement du sens du temps :

$$\langle \lambda_1 \lambda_2 \mid \Phi \mid \lambda'_1 \lambda'_2 \rangle = \langle \lambda'_1 \lambda'_2 \mid \Phi \mid \lambda_1 \lambda_2 \rangle.$$

L'hélicité λ_i est la projection du spin S_i sur l'impulsion de la particule i.

Nous avons choisi les amplitudes suivantes :

$$\begin{aligned}
 \Phi_{1y'y}^{<+\frac{1}{2}+\frac{1}{2}} \left| \Phi_{y'y} \right| +\frac{1}{2} +\frac{1}{2} > &= \frac{1}{(k_y, k_y)} \frac{1}{2} \sum_J (2^{J+1}) \Phi_{1y'y}^J d_{00}^J(\theta) \\
 \Phi_{2y'y}^{<+\frac{1}{2}+\frac{1}{2}} \left| \Phi_{y'y} \right| -\frac{1}{2} -\frac{1}{2} > &= \frac{1}{(k_y, k_y)} \frac{1}{2} \sum_J (2^{J+1}) \Phi_{2y'y}^J d_{00}^J(\theta) \\
 \Phi_{3y'y}^{<+\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} \left| \Phi_{y'y} \right| +\frac{1}{2} -\frac{1}{2} > &= \frac{1}{(k_y, k_y)} \frac{1}{2} \sum_J (2^{J+1}) \Phi_{3y'y}^J d_{11}^J(\theta) \\
 (3) \quad \Phi_{4y'y}^{<+\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} \left| \Phi_{y'y} \right| -\frac{1}{2} +\frac{1}{2} > &= \frac{1}{(k_y, k_y)} \frac{1}{2} \sum_J (2^{J+1}) \Phi_{4y'y}^J d_{11}^J(\theta) \\
 \Phi_{5y'y}^{<+\frac{1}{2}+\frac{1}{2}} \left| \Phi_{y'y} \right| +\frac{1}{2} +\frac{1}{2} > &= \frac{1}{(k_y, k_y)} \frac{1}{2} \sum_J (2^{J+1}) \Phi_{5y'y}^J d_{10}^J(\theta) \\
 \Phi_{6y'y}^{<+\frac{1}{2}+\frac{1}{2}} \left| \Phi_{y'y} \right| +\frac{1}{2} +\frac{1}{2} > &= \frac{1}{(k_y, k_y)} \frac{1}{2} \sum_J (2^{J+1}) \Phi_{6y'y}^J d_{10}^J(\theta)
 \end{aligned}$$

- Dans le cas où $y' \equiv y$: $\Phi_5 = \Phi_7$ et $\Phi_6 = \Phi_8$.

- Φ est relié à la matrice T définie par : $S = 1 + iT$, à l'aide de la relation :

$$(4) \quad T_{y'y} = (2\pi)^6 \delta^4(P_f - P_i) \frac{W}{(E_N E_N', E_y E_y')^2} \Phi_{y'y}$$

- $d_{\lambda, \lambda'}^J(\theta)$ est la matrice de rotation réduite⁽⁷⁾ (λ et λ' sont les différences des hélicités, respectivement dans les états initial et final).

Sans réduire la généralité, nous avons pris l'angle azimutal de l'impulsion finale de la particule 1 égal à zéro.

Dans les formules (3) et (4) :

- k_y et E_y sont respectivement la longueur du trivecteur impulsion correspondant au quadrivecteur P_y et l'énergie de l'hypéron Y dans le système du centre de masse.
- E_N et P_N : l'énergie et le quadrivecteur du nucléon associé à Y .

- P_i et P_f : les quadrimoments totaux dans l'état initial et l'état final.

- W est l'énergie totale de l'état (Y-N) considéré, dans le système du centre de masse ; W est reliée à l'invariant s de Mandelstam par :

$$s = - (P_N + P_Y)^2 = W^2 \quad (\text{voie } s).$$

Les deux autres invariants sont :

$$t = - (P_N - P_{N'})^2 \quad (\text{voie } t),$$

$$u = - (P_N - P_{Y'})^2 \quad (\text{voie } u).$$

Pour calculer les contributions des pôles aux amplitudes d'hélicité, on exprime ϕ en fonction de l'amplitude F de Feynman :

$$(5) \quad \phi_{Y'Y} = \frac{M (M_Y M_{Y'})^{\frac{1}{2}}}{2\pi W} F_{Y'Y}$$

- M est la masse du nucléon,

- M_Y est la masse de l'hypéron Y .

La méthode pour faire ce calcul est donnée explicitement par Goldberger et Al.⁽¹⁰⁾, dans le cas de la diffusion nucléon-nucléon. Les résultats obtenus dans le cas de la diffusion hypéron-nucléon sont consignés dans l'appendice.

2) Calcul des ondes partielles

Dans la suite, nous sommes intéressés par la connaissance des amplitudes de transition entre états de moment orbital donné. Pour les obtenir, nous construisons d'abord les amplitudes de transition entre états de moment angulaire total et de parité donnés :

$$(6a) \quad \frac{1}{\sqrt{2}} (|J ; +\frac{1}{2} +\frac{1}{2} \rangle + |J ; -\frac{1}{2} -\frac{1}{2} \rangle)$$

$$(6b) \quad \frac{1}{\sqrt{2}} (|J ; +\frac{1}{2} -\frac{1}{2} \rangle + |J ; -\frac{1}{2} +\frac{1}{2} \rangle)$$

$$(6c) \quad \frac{1}{\sqrt{2}} (|J ; +\frac{1}{2} +\frac{1}{2} \rangle - |J ; -\frac{1}{2} -\frac{1}{2} \rangle)$$

$$(6d) \quad \frac{1}{\sqrt{2}} (|J ; +\frac{1}{2} -\frac{1}{2} \rangle - |J ; -\frac{1}{2} +\frac{1}{2} \rangle)$$

L'état (6c) est un état singulet et les trois autres forment un triplet. En outre, (6c) et (6d) sont de même parité et ont pour moment angulaire orbital $\ell = J$.

Compte tenu des relations (3), les amplitudes représentant toutes les transitions possibles entre états de parité et de moment angulaire total donnés sont donc :

$$R_{Sy'y}^{J=\ell} = \phi_{1y'y}^J - \phi_{2y'y}^J \quad (\text{transition dans l'état singulet})$$

$$(7) \quad R_{Ty'y}^{J=\ell} = \phi_{3y'y}^J - \phi_{4y'y}^J \quad (\text{transition dans l'état triplet concernant } \ell)$$

$$R_{STy'y}^{J=\ell} = \phi_{5y'y}^J - \phi_{6y'y}^J \quad (\text{transitions entre l'état singulet et l'état triplet})$$

et

$$Q_{T11}^J = \phi_{1y'y}^J + \phi_{2y'y}^J$$

$$(8) \quad Q_{T22}^J = \phi_{3y'y}^J + \phi_{4y'y}^J \quad (\text{transitions dans l'état triplet ne conservant pas } \ell)$$

$$Q_{T12}^J = \phi_{5y'y}^J + \phi_{6y'y}^J$$

Des amplitudes Q_T^J données par (8), on peut déduire les amplitudes des transitions entre les états de moment orbital ℓ donné^(7,11), grâce aux relations :

$$|Jm, \lambda_1 \lambda_2 \rangle = \sum_{\lambda} \langle Jm, \ell S | Jm, \lambda_1 \lambda_2 \rangle |Jm, \ell S \rangle \quad \text{et}$$

$$\langle Jm, \lambda S | Jm, \lambda_1 \lambda_2 \rangle = \left(\frac{2\lambda+1}{2J+1} \right)^{\frac{1}{2}} \langle \lambda S, 0 \lambda | Jm \rangle \langle S_1 S_2, \lambda_1 - \lambda_2 | S S_z \rangle$$

$\langle J_1 J_2, m_1 m_2 | Jm \rangle$ sont les coefficients de Clebsch-Gordan habituellement utilisés.

On obtient (en omettant les indices y'y) :

$$\begin{aligned} R^{k=J-1} &= \frac{1}{2J+1} \left[J(\phi_1^J + \phi_2^J) + (J+1)(\phi_3^J + \phi_4^J) + \sqrt{J(J+1)}(\phi_5^J + \phi_6^J + \phi_7^J + \phi_8^J) \right] \\ (9) \quad R^{k=J+1} &= \frac{1}{2J+1} \left[(J+1)(\phi_1^J + \phi_2^J) + J(\phi_3^J + \phi_4^J) - \sqrt{J(J+1)}(\phi_5^J + \phi_6^J + \phi_7^J + \phi_8^J) \right] \\ R^{J+1, J+1} &= \frac{1}{2J+1} \left[\sqrt{J(J+1)}(-\phi_1^J - \phi_2^J + \phi_3^J + \phi_4^J) + J(\phi_5^J + \phi_6^J) - (J+1)(\phi_7^J + \phi_8^J) \right]. \end{aligned}$$

Les quantités données par les relations (7) et (9), qui, à J fixé, représentent les amplitudes partielles de transition respectivement pour $k = J$ et $k \neq J$, peuvent être considérées comme les éléments d'une matrice $R^J(8 \times 8)$ de la forme :

$R_{SAAA}^{k=J}$ $R_{SAAA}^{k=J}$	$R_{STAAA}^{k=J}$ $R_{TAAA}^{k=J}$	$R_{SAAA}^{k=J}$ $R_{STAAA}^{k=J}$	$R_{STAAA}^{k=J}$ $R_{TAAA}^{k=J}$	0			
$R_{SAAA}^{k=J}$ $R_{SAAA}^{k=J}$	$R_{TAAA}^{k=J}$ $R_{TAAA}^{k=J}$	$R_{SAAA}^{k=J}$ $R_{SAAA}^{k=J}$	$R_{SAAA}^{k=J}$ $R_{SAAA}^{k=J}$				
$R_{SAAA}^{k=J}$ $R_{SAAA}^{k=J}$	$R_{TAAA}^{k=J}$ $R_{TAAA}^{k=J}$	$R_{SAAA}^{k=J}$ $R_{SAAA}^{k=J}$	$R_{SAAA}^{k=J}$ $R_{SAAA}^{k=J}$				
0				R_{TAA}^{J-1} $R_{TAA}^{J-1, J+1}$	$R_{TAA}^{J-1, J+1}$ R_{TAA}^{J+1}	R_{TAA}^{J-1} $R_{TAA}^{J-1, J+1}$	$R_{TAA}^{J-1, J+1}$ R_{TAA}^{J+1}
				R_{TAA}^{J-1} $R_{TAA}^{J-1, J+1}$	$R_{TAA}^{J+1, J-1}$ R_{TAA}^{J+1}	R_{TAA}^{J-1} $R_{TAA}^{J-1, J+1}$	$R_{TAA}^{J-1, J+1}$ R_{TAA}^{J+1}

Ultérieurement, pour simplifier, nous noterons R_{fi} les éléments de la matrice R , i et f étant équivalents à l'ensemble des indices qui caractérisent les états initial et final.

Dans l'état de spin isotopique $T = \frac{1}{2}$, en dessous du seuil de la réaction de conversion ($\Lambda N \rightarrow \Sigma N$), la matrice $R(8 \times 8)$ se réduit à une matrice (4×4) formée de deux matrices (2×2) découplées. En effet, les éléments d'indices $(\Sigma \Lambda)$ et $(\Sigma \Sigma)$ sont nuls. La même chose se produit dans l'état de spin isotopique $T = \frac{3}{2}$, mais alors ce sont les éléments d'indices $(\Lambda \Lambda)$ et $(\Sigma \Lambda)$ qui sont nuls.

II - RELATION D'UNITARITE ET SEUILS ANORMAUX

1) La relation d'unitarité dans le cas des seuils normaux

Si l'on définit la matrice M de façon à mettre en évidence dans R_{fi} le comportement à l'origine,

$$R_{fi} = k_{fi}^{1/2} k_{fi}^{1/2} M_{fi},$$

la matrice S peut s'écrire :

$$(10) \quad S = 1 + 2i\rho^{\frac{1}{2}} M \rho^{\frac{1}{2}}$$

ρ est la matrice d'espace de phase ; pour le canal j :

$$(11) \quad \rho_j = k_j^{2\ell_j+1} \frac{(W + m)^2 - My^2}{4W^2}$$

L'unitarité de la matrice S ,

$$S S^* = 1,$$

entraîne pour M la relation :

$$(12) \quad \frac{1}{2i} [M - M^+] = M^+ \rho^{\frac{1}{2}} \textcircled{H} \rho^{\frac{1}{2}} M.$$

$\textcircled{H}$ est la matrice diagonale dont les éléments sont

$$\textcircled{H}_{ij} = \theta(s - s_j) \delta_{ij},$$

$\theta(x)$ est la fonction saut et s_j le seuil normal du canal j .

Si M^{-1} existe, la relation d'unitarité (12) peut encore s'écrire :

$$\text{Im } M^{-1} = - \rho^{\frac{1}{2}} \textcircled{H} \rho^{\frac{1}{2}}$$

Notons que J étant donné, cette relation ne couple entre

elles que les amplitudes partielles qui correspondent à des transitions pour $\alpha = J$ ou pour $\alpha \neq J$.

La relation d'unitarité (12) n'est valable telle quelle qu'en l'absence de seuils anormaux^(12,13). Elle donne en effet les discontinuités des amplitudes à travers la coupure de droite, dans le plan s , au dessus du premier seuil normal. A gauche de ce seuil, cette discontinuité n'est plus nulle en présence de seuils anormaux et il faut modifier la relation (12).

2) Modification de la relation d'unitarité dans le cas d'un seuil anormal

La condition d'existence d'un seuil anormal⁽¹²⁾ pour la réaction :

$$YN \rightarrow Y'N$$

s'écrit dans notre modèle où ne sont considérés que des échanges d'une seule particule :

$$M_y^2, \quad M_y^2 + m^2,$$

m est la masse du boson échangé.

Cette condition n'est satisfaite que pour l'échange du méson Π dans la voie ($N\bar{N} \leftrightarrow \Lambda\bar{\Sigma}$). La contribution du pôle du Π aux ondes partielles est de la forme :

$$M(s) = f(s) \text{Log} \left(\frac{1+b}{1-b} \right)$$

$$\text{où} \quad b = \frac{1}{2k_{\Lambda} k_{\Sigma}} \left[\frac{(s+M_{\Lambda}^2-M^2)(s+M_{\Sigma}^2-M^2)}{2s} - M_{\Sigma}^2 - M_{\Lambda}^2 + m_{\Pi}^2 \right]$$

La valeur s_0 du seuil anormal est la valeur de s qui annule l'argument du logarithme :

$$s_0 = \frac{m_{\Pi}^2 (M_{\Sigma}^2 + M_{\Lambda}^2 + 2M_n^2 - m_{\Pi}^2) + \sqrt{\Delta}}{2m_{\Pi}^2}$$

$$\text{avec } \Delta = m_{\Pi}^4 (M_{\Sigma}^2 + M_{\Lambda}^2 + 2M_n^2 - m_{\Pi}^2)^2 - 4m_{\Pi}^2 \left[M_n^2 (M_{\Lambda}^2 - M_{\Sigma}^2)^2 + m_{\Pi}^2 (M_{\Lambda}^2 - M_n^2) (M_{\Sigma}^2 - M_n^2) \right].$$

A travers la coupure sur l'axe réel du plan (s), entre le seuil anormal et le premier seuil normal, la discontinuité de l'amplitude est simplement :

$$(13) \quad \text{Im } M(s) = 2\pi f(s) .$$

Finalement, l'existence d'un seuil anormal se traduit par l'addition du terme (13) aux seconds membres de la relation d'unitarité (12), relatifs aux processus ($N\Lambda \leftrightarrow N\Sigma$).

III - LA METHODE ND^{-1} MATRICIELLE

1) Les équations intégrales matricielles couplées

Le but de cette méthode, proposée par Bjorken⁽⁶⁾, est de calculer les amplitudes M_{fi} de façon que leurs propriétés analytiques et l'unitarité de la matrice S soient préservées quel que soit le degré des approximations faites dans la résolution des équations.

Le principe est de mettre la matrice M sous la forme :

$$M = ND^{-1},$$

où les éléments de la matrice N possèdent les singularités situées à gauche, dans le plan (s) , et ceux de la matrice D , les singularités situées à droite, en particulier la coupure unitaire. Notons qu'il ne doit, en aucun cas, y avoir recouvrement des singularités de N et de D .

La relation d'unitarité (12) modifiée éventuellement par (13) entraîne :

$$\text{Im}D = \rho^Z \textcircled{H} \rho^Z N \quad \text{pour } s > s_0$$

$$\text{et } \text{Im}N = r D \quad \text{pour } s < s_g$$

- s_g est le seuil le plus à droite des coupures gauches.
- s_0 est le seuil le plus à gauche des coupures droites, c'est-à-dire, soit le seuil élastique, soit le seuil anormal dans le cas de la conversion ($\Lambda N \rightarrow \Sigma N$).
- L'élément r_{ij} de la matrice r désigne la discontinuité de N_{ij} à travers la coupure gauche.

En supposant qu'il n'y a pas lieu de faire de soustraction, on obtient un système d'équations intégrales matricielles couplées :

$$\begin{aligned}
 (14) \quad N(s) &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^s ds' \frac{r(s') D(s')}{s' - s} \\
 D(s) &= I - \frac{1}{\pi} \int_{s_0}^{\infty} ds' \frac{\rho^{\frac{1}{2}}(s') \mathcal{H} \rho^{\frac{1}{2}}(s') N(s')}{s' - s}
 \end{aligned}$$

Les éléments de D sont normalisés à 1 pour s tendant vers l'infini.

On montre alors ⁽⁵⁾ que les amplitudes,

$$(15) \quad M_{ij} = \sum_k \frac{N_{ik} \bar{D}_{jk}}{\tilde{D}},$$

satisfont bien la relation d'unitarité, pourvu que N_{ik} soit analytique.

Dans (15), $\bar{D}_{jk}$ désigne le mineur de l'élément D_{kj} et $\tilde{D} = \det D$.

2) Approximations utilisées dans la résolution des équations

Dans la résolution du système (14), nous nous sommes limités à la première itération en prenant pour N_{ij} directement les contributions des bosons échangés dans les voies croisées (voir appendice). Cette approximation proposée par Zachariasen et Zemach ⁽¹³⁾ est souvent employée. En particulier, Ball, Scotti et Wong ⁽⁵⁾ l'utilisent dans l'étude des interactions (NN) et (N $\bar{N}$), à partir du modèle d'échange de bosons.

Bien que l'on ait tenu compte du comportement au seuil des ondes partielles pour écrire les éléments de matrice M_{fi} , les intégrales donnant D ne convergent pas toujours à cause de l'échange des mésons vectoriels. Pour des raisons de simplicité, nous avons choisi, nous inspirant de Ball, Scotti et Wong⁽⁵⁾, de couper les intégrales donnant D en un point $s = s_c$, plutôt que de faire des soustractions. Le calcul des intégrales étant fait numériquement, nous avons coupé de la même façon toutes les ondes partielles, que les intégrales convergent ou non. De la même façon que Ball, Scotti et Wong⁽¹⁸⁾ dans un travail antérieur, on pourrait penser assurer la convergence des intégrales en multipliant les contributions des mésons échangés par un facteur $s^{\alpha(t)}$ pour simuler un comportement à la Regge. En fait, ce traitement n'est pas plus correct que l'introduction d'une coupure, car on néglige le facteur de signature. Nous verrons dans le chapitre VI de quelle manière l'introduction de trajectoires de Regge dans les voies croisées conduit à modifier les équations N/D.

Il est facile de voir que la matrice M, calculée à partir de (15), n'est pas symétrique et viole l'invariance par renversement du sens du temps. Ceci est un grave inconvénient si l'on veut calculer, à partir de M, les déphasages. Il existe plusieurs méthodes pour calculer M, qui, tout en préservant l'unitarité, garantissent l'invariance par renversement du sens du temps⁽¹⁵⁾. La forme suivante :

$$M = 2(N^{-1}D + D^T N^{-1})^{-1},$$

où N et D sont toujours solutions de (14), a été suggérée par de nombreux auteurs. Elle présente l'inconvénient que l'expression de M trouvée lorsque le couplage entre les canaux devient nul, est différente de celle obtenue dans le cas non couplé. Cet inconvénient est particulièrement gênant à l'ouverture d'un nouveau

canal, si l'on veut suivre la continuité des déphasages. Aussi, la forme que nous avons retenue dans nos calculs est-elle la suivante :

$$(16) \quad M = N^{\frac{1}{2}} D^{-1} N^{\frac{1}{2}} .$$

Elle ne présente pas la même difficulté ; par contre, il est possible que l'extraction de la racine carrée de la matrice N introduise des singularités nouvelles dans l'approximation de M . Nous n'avons pas tenu compte de ces singularités dans la solution du problème présenté ici.

IV - DETERMINATION DES CONSTANTES DE COUPLAGE ET CALCUL DES SECTIONS EFFICACES

1) Méthode de calcul des sections efficaces différentielles

A partir des éléments de matrice M_{fi} obtenus dans le chapitre III par la formule (16), on peut calculer les amplitudes partielles d'hélicité Φ^J :

$$\begin{aligned}
 \Phi_{i=1}^J y'y &= \frac{1}{2} \left\{ \pm k_i^J k_f^J M_{Sy'y}^{J=\ell} + \frac{1}{1+2\sqrt{J(J+1)}} \right. \\
 &\times \left[\left(-J+\sqrt{J(J+1)} \right) k_i^{J-1} k_f^{J-1} M_{Ty'y}^{J-1} + \left(J+1+\sqrt{J(J+1)} \right) \right. \\
 &\left. \left. \cdot k_i^{J+1} k_f^{J+1} M_{Ty'y}^{J+1} - (2J+1) k_i^{J+1} k_f^{J-1} M_{Ty'y}^{J-1, J+1} \right] \right\} \\
 (17) \quad \Phi_{i=3}^J y'y &= \frac{1}{2} \left\{ \pm k_i^J k_f^J M_{Ty'y}^{J=\ell} + \frac{1}{1+2\sqrt{J(J+1)}} \right. \\
 &\times \left[\left(J+1+\sqrt{J(J+1)} \right) k_i^{J-1} k_f^{J-1} M_{Ty'y}^{J-1} + \left(-J+\sqrt{J(J+1)} \right) \right. \\
 &\left. \left. \times k_i^{J+1} k_f^{J+1} M_{Ty'y}^{J+1} + (2J+1) k_i^{J+1} k_f^{J-1} M_{Ty'y}^{J-1, J+1} \right] \right\} \\
 \Phi_{i=5}^J y'y &= \frac{1}{2} \left\{ \pm k_i^J k_f^J M_{STy'y}^{J=\ell} + \frac{2J+1}{1+2\sqrt{J(J+1)}} \left[k_i^{J+1} k_f^{J+1} M_{Ty'y}^{J+1} \right. \right. \\
 &\left. \left. - k_i^{J-1} k_f^{J-1} M_{Ty'y}^{J-1} - \frac{k_i^{J+1} k_f^{J-1}}{\sqrt{J(J+1)}} M_{Ty'y}^{J-1, J+1} \right] \right\}
 \end{aligned}$$

Les signes $\pm$ sont en correspondance avec les valeurs en haut ou en bas de i .

Les sections efficaces différentielles sont alors obtenues à partir des Φ^J , grâce à la relation⁽⁷⁾:

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{4k_i^2} \sum_{i=1}^{16} \sum_{J=0}^{\infty} \sum_{J'=0}^{\infty} (2J+1)(2J'+1)(-1)^{\lambda-\lambda'} \Phi_i^J \Phi_i^{J'*} \quad (18)$$

$$\times \sum_{\ell} \langle JJ', \lambda-\lambda' | 10 \rangle \langle JJ', \lambda'-\lambda' | 10 \rangle P_{\ell}(\cos \theta).$$

$P_{\ell}(\cos \theta)$ est le polynôme de Legendre d'ordre ℓ .

En fait, dans (18), nous n'avons calculé que les contributions des Φ^J pour J variant de 0 à 4 ; les sommations $\sum_{J=0}^{\infty} \sum_{J'=0}^{\infty}$ se réduisent donc à $\sum_{J=0}^4 \sum_{J'=0}^4$. Cette approximation est justifiée du fait de la décroissance des ondes partielles avec ℓ encore plus rapide que dans la diffusion nucléon-nucléon, particulièrement pour l'interaction (Λ -N), comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

2) Choix des paramètres

Les sections efficaces calculées à partir de (18) dépendent explicitement des constantes de couplage avec les baryons, des bosons échangés dans les voies croisées. Pour fixer leur valeur, nous avons utilisé, autant que possible, les relations impliquées par la symétrie SU_3 .

Dans le cas des échanges de mésons pseudo-scalaires, toutes les constantes de couplage sont données en fonction de deux paramètres⁽¹⁶⁾: la constante de couplage du méson Π avec le nucléon,

$g_p = g_{\pi NN}$ et le paramètre α_p mesurant le rapport $\frac{F}{F+D}$. Les relations entre les constantes de couplage des mésons pseudoscalaires utilisées ici, sont :

$$\begin{aligned}
 g_{\pi NN} &= g_p & , & \quad g_{\eta NN} = \frac{1}{\sqrt{3}} (4\alpha_p - 1) g_p \quad , \\
 g_{\pi \Sigma \Sigma} &= 2\alpha_p g_p & , & \quad g_{\eta \Sigma \Sigma} = \frac{2}{\sqrt{3}} (1 - \alpha_p) g_p \quad , \\
 g_{\pi \Lambda \Sigma} &= \frac{2}{\sqrt{3}} (1 - \alpha_p) g_p & , & \quad g_{\eta \Lambda \Lambda} = -\frac{2}{\sqrt{3}} (1 - \alpha_p) g_p \quad , \\
 g_{KN\Lambda} &= -\frac{1}{\sqrt{3}} (1 + 2\alpha_p) g_p & , & \quad g_{KN\Sigma} = (1 - 2\alpha_p) g_p \quad .
 \end{aligned}
 \tag{19}$$

Pour les constantes de couplage des mésons vecteurs échangés, nous avons exactement les mêmes formules (19) avec les remplacements :

$$\Pi \rightarrow \rho \qquad \eta \rightarrow \phi \qquad K \rightarrow K^*$$

$$\begin{aligned}
 \left\{ \begin{array}{c} g_p \\ \alpha_p \end{array} \right\} &\rightarrow \left\{ \begin{array}{c} g_V^{(e)} \\ \alpha_V^{(e)} \end{array} \right\} & \text{pour les couplages du type électrique,} \\
 \left\{ \begin{array}{c} g_p \\ \alpha_p \end{array} \right\} &\rightarrow \left\{ \begin{array}{c} g_V^{(m)} \\ \alpha_V^{(m)} \end{array} \right\} & \text{pour les couplages du type magnétique.}
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

Dans nos calculs, nous n'avons pas considéré de mélange (ω, ϕ) . ϕ est la composante isoscalaire de l'octet des mésons vecteurs et ω un méson vecteur singulet de SU_3 universellement couplé aux baryons. Nous n'avons pas, non plus, considéré de couplage tensoriel pour les mésons ω et ϕ , l'étude des fac-

teurs de forme du nucléon ayant montré que ces couplages étaient très petits⁽¹⁷⁾. On a alors une seule constante de couplage pour le méson ω :

$$g_{\omega NN} g_{\omega \Lambda \Lambda} = g_{\omega NN} g_{\omega \Sigma \Sigma} = g_{\omega}^2 .$$

En plus des mésons ci-dessus, nous avons supposé l'existence d'un "méson σ " scalaire, de masse 410 MeV et d'isospin $T=0$. Ce méson introduit par Scotti et Wong⁽¹⁸⁾ dans l'étude de la diffusion nucléon-nucléon est pratiquement toujours utilisé dans le modèle d'échange de bosons, bien que son existence en tant que résonance de l'onde S ($\Pi\Pi$) soit extrêmement douteuse. L'échange du σ dans ce modèle représente plus probablement une part importante de l'échange de deux pions non corrélés. La masse du σ varie suivant les auteurs, mais reste voisine de trois fois la masse du Π .

Nous supposerons qu'il n'y a pas de mélange (σ, η) et que le σ est un singulet de SU^3 . Il est alors couplé à tous les baryons avec la même constante:

$$g_{\sigma NN} g_{\sigma \Lambda \Lambda} = g_{\sigma NN} g_{\sigma \Sigma \Sigma} = g_{\sigma}^2 .$$

Les sections efficaces dépendent donc en principe de 9 paramètres :

$g_p, \alpha_p, g_V^{(e)}, \alpha_V^{(e)}, g_V^{(m)}, \alpha_V^{(m)}, g_{\sigma}, g_{\omega}$ et la valeur s_c de la coupure dans le calcul des intégrales.

En fait, certains de ceux-ci sont bien connus. La constante de couplage (ΠNN) a été déterminée de façon assez précise dans les différentes études de l'interaction nucléon-nucléon (5,10,18,19). La valeur utilisée ici est :

$$\frac{g_p^2}{4\Pi} = 14,4 .$$

α_p a été pris égal à 0,4. Cette valeur est une conséquence de l'invariance des interactions fortes par rapport aux transformations du groupe SU(6), démontrée par Gürsey, Pais et Radicati⁽²⁰⁾. Une autre conséquence est la valeur de la constante de couplage électrique (ΠNN) :

$$\frac{g_V^{(e)2}}{4\Pi} = 0,5 .$$

Pour $g_V^{(m)}$, nous avons utilisé la valeur la plus probable parmi celles analysées par Sakurai⁽²¹⁾ et obtenues de huit façons différentes.

$$\frac{g_V^{(m)2}}{4\Pi} = 2,7 .$$

Notons au passage, que le rapport de ces deux dernières valeurs :

$$\frac{g_V^{(m)}}{g_V^{(e)}} \approx 2,3 ,$$

est compatible avec celui trouvé dans l'étude phénoménologique de la diffusion nucléon-nucléon⁽¹⁹⁾. $\alpha_V^{(e)}$ a été pris égal à 1, valeur proposée par Sakurai⁽²²⁾ et qui correspond à un couplage de type F pur. Remarquons que dans ce cas $g_{\Phi\Lambda\Lambda}^{(e)}$ et $g_{\Phi\Sigma\Sigma}^{(e)}$ sont nulles.

D'après les formules (18-19), l'hypothèse qui consiste à ne pas prendre de couplage tensoriel pour le méson Φ correspond à une valeur de $\alpha_V^{(m)} = 0,25$, car alors $g_{\Phi NN}^{(m)} = 0$. C'est la valeur de $\alpha_V^{(m)}$ que nous avons utilisée. En définitive, la contribution du méson Φ est toujours nulle.

Le choix de s_c est plus délicat, bien que, là aussi,

on soit guidé par les résultats obtenus dans la diffusion nucléon-nucléon. Ball, Scotti et Wong utilisent des valeurs de s_c correspondant à une énergie cinétique du nucléon, dans le système du laboratoire, variant de 600 à 800 MeV. Dans la diffusion hypéron-nucléon, de telles valeurs de l'énergie cinétique de l'hypéron incident entraînent que s_c varie autour de $s = 5,75 \text{ GeV}^2$. Tous les résultats présentés ont été calculés à partir de cette valeur ; cependant, nous avons fait un certain nombre d'ajustements en donnant à s_c des valeurs variant autour de $5,75 \text{ GeV}^2$. Il nous a toujours été possible, en faisant seulement varier g_σ , de retrouver des résultats sensiblement identiques. Les variations relatives de g_σ par rapport à celles de s_c sont nettement plus faibles (dans le rapport de 1 à 3). Cela s'explique par le fait que s_c n'intervient pas de la même façon dans le calcul des intégrales suivant qu'elles divergent ou non. Remarquons que, si on considère s_c comme une façon simple de tenir compte du comportement de Regge des amplitudes, la valeur de $s_c \sim 6 \text{ GeV}^2$, est suffisamment élevée pour que le modèle de Regge soit utilisable et puisse assurer l'écroulement des amplitudes.

Il ne reste donc, maintenant, que deux constantes de couplage, g_ω et g_σ , à déterminer. Nous les avons ajustées de façon à reproduire les sections efficaces expérimentales ($\Lambda p \rightarrow \Lambda p$) et $(\Lambda p \rightarrow \Sigma^+ n)^+$.

3) Résultats et conclusions

Les résultats obtenus sont très sensibles aux variations de la valeur du paramètre g_σ , comme on peut le voir sur les figures 1, 2 et 3 où sont tracées les courbes des sections efficaces

Les références aux résultats expérimentaux sont indiquées dans les légendes des figures.

correspondant à différentes valeurs de g_σ . Ce résultat n'est pas surprenant : la masse du méson σ étant la masse la plus faible de celles des particules échangées dans le processus ($\Lambda N \rightarrow \Lambda N$), on s'attend, à l'énergie très basse où nous nous plaçons, à ce que la contribution du σ soit prépondérante. Cet hypothétique "méson σ " ayant été introduit dans l'étude de la diffusion nucléon-nucléon pour simuler les effets importants de l'onde S ($\Pi\Pi$) dont la nature n'est pas clairement déterminée, cela confirme l'importance de cette onde dans la diffusion hyperon-nucléon. Des résultats récents dans l'étude de la diffusion nucléon-nucléon⁽²³⁾ permettent de la considérer plutôt comme résultant d'une forte interaction entre deux mésons Π non corrélés. Il est probable qu'une étude plus complète de la contribution des échanges de deux particules, à l'aide du formalisme que nous utilisons ici, donnerait des informations susceptibles de préciser la structure de cette onde S. En particulier, il est possible de calculer la contribution aux ondes partielles R_{ij} de l'échange de deux pions non corrélés en partant des mêmes hypothèses que Rimpault et Vinh Mau⁽²⁴⁾ dans la détermination des potentiels (ΛN) et ($\Lambda\Lambda$). Pour une raison essentielle de simplicité nous n'avons pas introduit cet échange dans notre modèle. Les meilleures valeurs de g_σ et g_ω obtenues en ajustant les sections efficaces (Λp) élastique et d'échange sont les suivantes :

$$\frac{g_\sigma^2}{4\Pi} = 5 \quad , \quad \frac{g_\omega^2}{4\Pi} \approx 12.5 \quad .$$

Les valeurs numériques des constantes de couplage utilisées sont portées dans le tableau I ; le tableau II contient les masses des particules et celles des résonances échangées.

g_σ et g_ω étant fixés, il n'y a plus de paramètre libre dans les processus (ΣN). Nous avons calculé les sections efficaces totales et différentielles ($\Sigma^+ p \rightarrow \Sigma^+ p$) et ($\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^- p$). Les résultats présentés dans les figures 5, 6, 7 et 8 ne tiennent pas

compte des effets coulombiens. En fait, ces effets ne sont vraiment importants que pour des énergies très faibles. Helder⁽²⁵⁾, dans son étude des interactions (ΣN) à partir de potentiels phénoménologiques déduits de l'étude des interactions (NN) et tenant compte des forces coulombiennes, a montré que l'influence de ces dernières sur les sections efficaces totales est complètement négligeable pour des énergies E_Σ , dans le système du centre de masse, supérieures à 5 MeV. Leurs contributions ne dépassent, en général, 10 % que pour E_Σ inférieure à 1 MeV. L'effet principal de l'introduction des interactions coulombiennes est essentiellement l'apparition, dans les sections efficaces différentielles, d'un pic très étroit vers l'avant ($\cos\theta=1$), dans les canaux où des particules chargées sont présentes. Expérimentalement les résultats sont cependant trop peu précis pour que la comparaison avec les résultats théoriques soit vraiment intéressante. Le modèle que nous avons développé jusqu'ici et qui comporte essentiellement deux paramètres libres, ne présente pas de contradiction avec les résultats des expériences relatives à la diffusion hyperon-nucléon et ses prédictions, concernant les sections efficaces (Λp), ($\Sigma^+ p$) et ($\Sigma^- p$), sont très raisonnables. Cependant, malgré quelques nouveaux résultats expérimentaux, ceux-ci restent encore trop peu nombreux et les incertitudes sur leurs valeurs trop grandes, pour que l'on puisse tirer des conclusions aussi fermes que dans la diffusion nucléon-nucléon, à partir des résultats théoriques obtenus ici. Pour cette raison et afin de comparer nos résultats avec les informations provenant de l'étude des hyperframents, nous calculerons, dans le chapitre suivant, les déphasages, les longueurs de diffusion et les portées effectives des différents processus (YN). Pourtant, nous pouvons déjà tirer un certain nombre de conclusions. En particulier, on peut comparer les résultats trouvés pour la section efficace (Λp) élastique (fig.1), aux résultats que nous avons obtenus, d'une part, en utilisant un modèle similaire à celui de Downs et Phillips⁽³⁾ et, d'autre part, en unitarisant ce modèle sans tenir compte de l'ouverture du canal ($\Lambda N \rightarrow \Sigma N$).

Sur la figure (9) est représentée cette section efficace calculée dans le cadre du modèle d'échange de bosons en considérant seulement l'approximation de Born. Le meilleur ajustement que nous avons obtenu pour les deux paramètres libres g_σ et g_ω est :

$$\frac{g_\sigma^2}{4\pi} = 4,4 \quad , \quad \frac{g_\omega^2}{4\pi} = 12,5 \quad ,$$

résultat compatible avec ceux de Downs et Phillips⁽³⁾.

Sur la figure (10) est représentée la courbe correspondant aux valeurs de paramètres données dans la table I, quand on unitarise en utilisant la méthode ND^{-1} à un seul canal. La comparaison des figures (1,2,9 et 10) amène à faire deux constatations :

i) Il semble que le meilleur traitement de l'unitarité dans la méthode ND^{-1} a pour effet d'empêcher la croissance de la section efficace avec l'énergie. Ce résultat peut sembler, à priori, curieux, car on s'attend à ce que l'introduction de l'unitarité apporte surtout des modifications à basse énergie. En fait, c'est bien le cas ; car, si on ajuste les paramètres libres, dans le modèle sans unitarisation, de façon à avoir une valeur correcte de la section efficace pour $E_\Lambda \approx 80$ MeV, alors on trouve pour g_σ et g_ω des valeurs très voisines de celles du tableau I ; par contre, à basse énergie, la section efficace est beaucoup trop grande. L'introduction de l'unitarité permet alors, sans modifier les paramètres, de retrouver une valeur correcte de celle-ci à basse énergie.

ii) Il est clair sur les figures (1) et (2) que l'effet le plus important de l'introduction du canal ($\Lambda N \rightarrow \Sigma N$) est l'apparition de l'effet de "corne" au seuil de cette réaction.

Ce résultat est très semblable à celui obtenu par De Swart et Dullemond⁽¹⁾ dans la résolution de l'équation de Schrödinger à deux canaux couplés. Notons les variations de la forme de la "corne" avec g_σ .

On peut faire encore deux remarques :

La première est que l'adjonction du second canal dans le cadre de la méthode ND^{-1} , si elle modifie sensiblement la forme des courbes de sections efficaces, ne change pas, par contre, de façon fondamentale les valeurs des constantes de couplage ajustées. Une conclusion similaire a déjà été tirée par Diu, Gervais et Rubinstein⁽²⁶⁾ dans l'étude du "bootstrap" du K^* .

La seconde est que, dans nos calculs qui portent sur les ondes partielles correspondant à J variant de 0 à 4, nous n'avons pas trouvé de zéro de Réel (dét D). Le modèle tel que nous l'avons traité ne semble donc pas mettre en évidence de résonances du système hypéron-nucléon dans ces ondes partielles, jusqu'aux énergies où nous l'avons utilisé.

V - PARAMETRISATIONS DE LA MATRICE DE DIFFUSION

1) Calcul des déphasages

La matrice S , définie dans le chapitre I, est une matrice unitaire symétrique ; dans le cas où S est la matrice de diffusion d'un processus comportant n canaux couplés, elle dépend donc de $\frac{n(n+1)}{2}$ nombres réels. Il existe plusieurs méthodes différentes pour écrire la matrice S à l'aide de ces $\frac{n(n+1)}{2}$ paramètres. Dans le but de comparer nos résultats avec les calculs déjà effectués, nous utiliserons la même méthode que De Swart et Dullemond⁽¹⁾.

Une matrice unitaire symétrique peut toujours être diagonalisée par une matrice U unitaire réelle. Nous avons alors :

$$(21) \quad S = U^{-1} \Delta U$$

La matrice Δ , elle aussi unitaire, dépend de n paramètres réels que nous pouvons définir tels que :

$$\Delta_{jj} = e^{2i\delta_j} \quad (j \text{ variant de } 1 \text{ à } n).$$

δ_j est appelé le déphasage réel du canal j . La matrice U est donc caractérisée par $\frac{n(n-1)}{2}$ paramètres de couplage.

Dans la diffusion hypéron-nucléon, le nombre des canaux couplés dépend de l'énergie à laquelle on se place. En dessous du seuil ($\Lambda N \rightarrow \Sigma N$), il y a seulement à la fois deux canaux couplés pour chaque valeur du moment angulaire J . Le problème présente alors le même degré de complexité que dans la diffusion nucléon-nucléon pour les états triplets ($J=\ell \pm 1$). Rappelons qu'ici, au

contraire de la diffusion nucléon-nucléon, on a la possibilité de transitions entre les états singulet et triplet ($J=1$).

Dans le cas où il y a seulement deux canaux couplés, la matrice U dépend d'un seul paramètre de couplage, en général appelé ϵ ; U s'écrit :

$$(22) \quad U = \begin{vmatrix} \cos \epsilon & \sin \epsilon \\ -\sin \epsilon & \cos \epsilon \end{vmatrix}$$

Au dessus du seuil ($AN \rightarrow \Sigma N$), il y a dans les deux cas ($J=1$) et ($J \neq 1$), quatre canaux couplés pour chaque valeur de J , c'est-à-dire que la matrice U dépend de six paramètres de couplage. La généralisation du cas à deux canaux, qui consiste à définir ces six paramètres comme des angles de rotation, étant très complexe, De Swart et Dullemond définissent une représentation plus simple de U :

$$(23) \quad U = \frac{1-A}{1+A}$$

La matrice de couplage A est réelle antisymétrique. Notons que, si l'on annule le couplage, A est identique à zéro et que, dans le cas de deux canaux couplés :

$$A = \begin{vmatrix} 0 & -ig \frac{r}{2} \\ +ig \frac{r}{2} & 0 \end{vmatrix}$$

Une difficulté, en raison du couplage des différents canaux, est d'assigner un nom aux déphasages. Ceux-ci sont repérés, comme dans le cas à un seul canal, par un indice se rapportant au nom de l'hypéron en jeu (Λ ou Σ) et par des valeurs définies de J , l et $2S+1$. Cette dénomination est très arbitraire, car elle ne signifie même pas que le canal, ayant les mêmes nombres quantiques

que le déphasage, à la plus forte probabilité ; cependant, elle est assez pratique. Au voisinage du seuil élastique, le nom des déphasages (ΛN) est bien déterminé, le couplage étant relativement faible. Par continuité, il est donc possible de leur assigner un nom à toutes énergies, en particulier au-dessus du seuil inélastique. De même, près de ce seuil, il est facile de faire un choix entre les deux déphasages (ΣN). Le seul problème délicat est lorsque, dans la diagonalisation, plusieurs déphasages passent par la même valeur avec des pentes voisines.

2) Analyse en portée effective

Dans le but de les comparer aux résultats obtenus dans les hypernoyaux et dans d'autres modèles, nous avons aussi calculé les longueurs de diffusion a et les portées effectives r relatives aux différents processus hypéron-nucléon. En fait, à basse énergie, seuls les états S contribuent de façon vraiment significative à la diffusion et nous nous sommes bornés au calcul des paramètres de ces états.

Dans le cas d'un seul canal élastique, on écrit habituellement :

$$(24) \quad k \cotg \delta = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r k^2 ,$$

k étant l'impulsion relative dans le système du centre de masse.

Quand il y a plusieurs canaux couplés, le problème est beaucoup plus compliqué. En particulier, pour la diffusion Σ -nucléon, les canaux $^1S_0^\Sigma$ et $^3S_1^\Sigma$ sont couplés à des canaux Λ -nucléon qui ont une énergie beaucoup plus grande dans le système du centre de masse ; l'utilisation d'un développement du type de celui donné dans (24) n'a alors plus aucun sens. Pour tenir compte de ce phénomène, nous avons utilisé l'analyse en terme de

portée effective matricielle développée par De Swart et Dullemond⁽²⁾

Si on définit la matrice K telle que :

$$(25) \quad S = (1 - iK)(1 + iK)^{-1},$$

alors K^{-1} a pour valeurs propres $\cotg \delta_j$, les δ_j étant les déphasages réels définis précédemment. La matrice K^{-1} est donc particulièrement adaptée à la généralisation de la forme (24) de portée effective à un seul canal. Le développement de la matrice K^{-1} au voisinage de l'énergie E_0 , pour un moment orbital ℓ , peut s'écrire :

$$(26) \quad k^{\ell+1/2} K^{-1} k^{\ell+1/2} = \frac{1}{A} + \frac{1}{2} \sqrt{k^2 - k_0^2} R \sqrt{k^2 - k_0^2};$$

A est la matrice de longueur de diffusion et R celle de portée effective.

k est la matrice diagonale dont les éléments k_j sont les impulsions dans le système du centre de masse du canal j .

k_0 est la matrice des impulsions correspondant à l'énergie E_0 .

Dans l'état $T = \frac{1}{2}$, au-dessus du seuil $(AN + \Sigma N)$, où il y a quatre canaux couplés nous utiliserons le développement (26). Dans les cas où il y a seulement deux canaux couplés, c'est-à-dire pour (ΣN) dans l'état $T = \frac{3}{2}$ et pour (AN) en-dessous du premier seuil inélastique, il est plus pratique, puisque l'onde S est prépondérante, de faire un développement utilisant moins de variables. En choisissant de paramétrer seulement l'élément K_{11} dans l'onde S , on peut écrire :

$$(27) \quad \frac{k}{K_{11}} = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r k^2$$

a et r sont reliés aux éléments des matrices A et R de (26) par :

$$(28) \quad \begin{aligned} a &= A_{11} \\ r &= R_{11} + 2 \frac{A_{12}}{A_{11}} R_{12} + \frac{A_{12}^2}{A_{11}^2} R_{22} \end{aligned}$$

3) Résultats concernant les déphasages

1) Diffusion dans l'état d'isospin $T=\frac{1}{2}$

Dans les tableaux III, IV, V et VI sont présentés les déphasages et les paramètres de couplage des ondes S, P, D, F et G. Dans ces tableaux, nous avons porté, entre parenthèses, les valeurs obtenues par interpolations des résultats de De Swart et Dullemond⁽¹⁾. Ils sont calculés en résolvant l'équation de Schrödinger pour des potentiels (BGSM) obtenus, dans le cadre de la symétrie globale, à partir de potentiels nucléon-nucléon :

$$\left. \begin{array}{l} \text{Potentiel de Bryan}^{(27)} \\ \text{Potentiel de Gartenhaus}^{(28)} \\ \text{ou de Signell-Marshak}^{(29)} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{pour } T = 0 \\ \text{pour } T = 1 \end{array}$$

Dullemond et De Swart⁽³⁰⁾ ont aussi calculé ces déphasages, d'une part en utilisant les mêmes potentiels et la symétrie anti-globale (les résultats ne sont pas en accord avec l'expérience), d'autre part en utilisant le potentiel d'Hamada⁽³¹⁾. Un calcul similaire, utilisant les prescriptions de Brueckner et Watson⁽³²⁾ pour déterminer les potentiels (Y N) à partir des échanges de un et deux pions, a été fait par De Swart et Iddings⁽³³⁾. Les résultats de ce calcul mettent en évidence l'existence d'une résonance, le déphasage $^3S_1^\Lambda$ passant par 90° juste en-dessous du seuil de la réaction ($\Lambda N \rightarrow \Sigma N$). Nous discuterons ce résultat un peu plus tard. La comparaison avec ces résultats est faite sur

les figures (11) à (18) représentant les déphasages de certaines ondes S, P et D.

Comme nous l'avons déjà mentionné auparavant, on voit, sur ces tableaux, que la décroissance des déphasages Λ -nucléon avec l est beaucoup plus rapide que celle des déphasages correspondants de la diffusion nucléon-nucléon⁽¹⁹⁾. Cette décroissance est due essentiellement au fait que l'échange du méson Π étant interdit, c'est le méson σ qui détermine la portée du potentiel effectif dans notre modèle ; or on sait que plus la masse des particules échangées est petite, plus la portée du potentiel correspondant est grande. De Swart et Dullemond⁽¹¹⁾⁽³⁰⁾ observent le même phénomène pour les déphasages calculés à partir des différents potentiels déterminés dans la diffusion nucléon-nucléon. Par contre leurs potentiels hypéron-nucléon étant obtenus à partir des potentiels nucléon-nucléon en utilisant la symétrie globale, il ne peut y avoir, dans cette hypothèse, de transition entre les états singulet et triplet. Dans notre modèle, de telles transitions sont possibles pour toutes les ondes, sauf pour J=0 ; cependant, le couplage entre ces états reste notablement plus faible que celui entre les états triplets à $l \neq J$.

La comparaison des déphasages, en dehors de ceux relatifs aux ondes 1S_0 , 3P_0 , 3S_1 et 3D_1 , n'est pas très significative ; la seule observation possible est de constater que, dans les différents modèles, ils sont, aux signes près, du même ordre de grandeur. La même conclusion peut être tirée en ce qui concerne les paramètres de mélange, sauf pour les transitions singulet-triplet dont nous avons déjà parlé.

Les résultats concernant l'onde 1S_0 sont sensiblement concordants pour tous les modèles (fig. 11). Le seul point à relever est l'inflexion du déphasage au seuil de la réaction ($\Lambda N \rightarrow \Sigma N$). Les déphasages que nous avons obtenus pour les ondes

$^3P_0^\Lambda$ et $^3S_1^\Lambda$ sont de signes opposés à ceux trouvés par De Swart et Dullemond aussi bien à partir du potentiel (BGSM)⁽¹⁾ qu'à partir du potentiel d'Hamada⁽³⁰⁾ (fig.13 et 14). Les déphasages calculés par De Swart et Iddings⁽³³⁾ sont du même signe que les nôtres, mais on observe chez eux, dans l'onde $^3S_1^\Lambda$ (fig.14), une résonance très nette juste en-dessous du seuil (ΣN). Les déphasages des ondes $^1S_0^\Sigma$ et $^3S_1^\Sigma$ couplées aux ondes $^1S_0^\Lambda$ et $^3S_1^\Lambda$ sont, en valeur absolue, identiques à ceux de De Swart et Dullemond⁽¹⁾, mais de signes opposés (fig.12 et 15)

Le point le plus important de cette analyse en déphasage est le couplage particulièrement fort des ondes $^3D_1^\Lambda$ et $^3S_1^\Sigma$ au-dessus du seuil (ΣN). Ce couplage caractérisé par la valeur élevée du paramètre A_{23}^J qui décrit l'interaction entre les canaux Λ -nucléon pour $x = J+1$ et Σ -nucléon pour $x = J-1$, se traduit par un pic très étroit, à l'énergie du seuil, dans le déphasage $^3D_1^\Lambda$ (fig.16). Ce pic qui produit l'essentiel de l'effet de "corne" dans la section efficace (A_p) élastique, a aussi été observé par les auteurs des références ⁽¹⁾ et ⁽³⁰⁾; par contre, on ne le retrouve pas dans la référence⁽³³⁾

Il est pratiquement impossible, à partir des résultats expérimentaux connus de la diffusion hyperon-nucléon, de faire un choix entre la possibilité d'une résonance près du seuil dans l'onde $^3S_1^\Lambda$ et le couplage que nous observons entre les ondes $^3D_1^\Lambda$ et $^3S_1^\Sigma$. En effet, dans les deux cas, on observe un pic dans la section efficace élastique (A_p) au seuil de la réaction d'échange, énergie pour laquelle la précision des résultats expérimentaux est assez faible (fig 1 et 2). L'existence d'une résonance (ΛN) à cette énergie a été discutée par Alexander⁽³⁴⁾, en particulier à partir des interactions K^- -deutérium^{(35),(36)} où l'on observe une accumulation significative dans le spectre de masse (A_p) de la réaction ($K^-d \rightarrow \Lambda p \pi^-$) à 2126 MeV, c'est-à-dire

sensiblement au seuil des réactions ($K^-d \rightarrow \Sigma N \Pi$). En fait, bien que la position et la largeur du pic soient bien définies, son interprétation en tant que résonance semble douteuse. En effet, Alexander et al.⁽³⁶⁾ ont montré qu'un modèle simple, considérant les processus de conversion d'un hypéron Σ dans l'état final :



suffisait à expliquer cette accumulation à 2126 MeV, quelle que soit l'énergie du méson K^- incident. Nous avons déjà, Vinh Mau et moi-même⁽³⁷⁾, tiré une conclusion semblable de l'étude de cette réaction dans l'absorption des mésons K^- au repos dans le deutérium. Un dernier point, en défaveur de cette résonance dans l'onde 3S_1 , est le calcul de Tripp⁽³⁸⁾ qui montre que, si l'on suppose son existence, le rapport des sections efficaces expérimentale et théorique à l'énergie correspondante est sensiblement 0,3.

ii) Diffusion dans l'état d'isospin $T = \frac{3}{2}$

Les résultats concernant les déphasages dans l'état d'isospin $T = \frac{3}{2}$ sont présentés dans les tableaux VII et VIII et sur les figures (17) et (18). La principale différence avec la diffusion Λ -nucléon est la décroissance moins rapide des déphasages avec k . Cette décroissance est beaucoup plus proche de celle que l'on observe dans la diffusion nucléon-nucléon. Cela est normal puisque, dans les deux cas, on a la possibilité d'échanger un méson Π ; les portées des potentiels effectifs sont donc sensiblement équivalentes.

Comme dans la diffusion Λ -nucléon, on observe que le couplage entre les états singulet et triplet à $k = J \neq 0$, tout en n'étant pas aussi important qu'entre les états triplets à $k \neq J$, n'est pas négligeable. Dans ce dernier cas, le couplage est du même ordre de grandeur que dans les modèles utilisant les potentiels⁽¹⁾⁽³⁰⁾. Le déphasage 1S_0 est de même signe et du même ordre de grandeur,

mais nettement moins piqué à basse énergie. Par contre, celui de l'onde 3S_1 , au contraire de ceux des références⁽¹⁾ et⁽³⁰⁾, est d'abord positif, puis devient négatif pour $E_\Sigma \gtrsim 30$ MeV.

Il est difficile de donner une conclusion quant-à ce résultat, à cause du couplage entre les canaux. Celle-ci sera plus facile à tirer à partir de l'analyse en terme de portée effective définie dans le paragraphe (V,2).

4) Résultats concernant l'analyse en portée effective

Les longueurs de diffusion et les portées effectives relatives à la diffusion Λ -nucléon élastique sont comparées dans les tableaux IX et X à celles obtenues par différents auteurs :

i) A partir de l'énergie de liaison des hypernoyaux :

De Swart et Dullemond⁽²⁾ combinant les analyses de Dalitz et Downs⁽³⁹⁾ et de Dietrich, Folk et Mang⁽⁴⁰⁾ ont donné une estimation des paramètres de cette diffusion en supposant que les forces à trois corps sont négligeables. Ces résultats, déjà anciens, sont entachés d'une grande incertitude. Plus récemment Herndon et Tang⁽⁴¹⁾, incluant les forces à trois corps, ont présenté des résultats plus précis.

ii) A partir de la diffusion Λp

Alexander et Al.⁽⁴²⁾ (groupe de Rehovoth-Heidelberg) et Sechi-Zorn et Al.⁽⁴³⁾ (groupe de Maryland) ont ajusté les paramètres de la diffusion (Λp) à basse énergie en supposant que la section efficace était donnée par :

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_r = \frac{\pi}{k^2 + \left(-\frac{1}{a_s} + \frac{1}{2} r_s k^2\right)^2} + \frac{3\pi}{k^2 + \left(-\frac{1}{a_r} + \frac{1}{2} r_r k^2\right)^2}$$

Leurs résultats sont sensiblement concordants, mais les erreurs sur a_s , a_t , r_s et r_t restent grandes et fortement corrélées.

111) A partir des modèles déjà étudiés :

- De Swart et Dullemond⁽²⁾
- Fast, Helder et De Swart⁽⁷⁴⁾. Dans ce calcul, l'existence d'une résonance (Λ_p) dans l'onde $^3S_1^A$ est supposée.

Nous avons porté aussi dans les tableaux IX et X les résultats obtenus par :

- Deloff⁽⁴⁵⁾ à partir des potentiels calculés dans le modèle d'échange de bosons pour le cas à un seul canal et ceux obtenus par :
- Brown, Downs et Iddings⁽⁴⁶⁾ dans le cas où l'on considère deux canaux couplés.

Compte tenu des incertitudes importantes sur leurs déterminations, les résultats, concernant l'état singulet, sont tous concordants aussi bien pour a_s que pour r_s . Ils correspondent à un potentiel attractif, mais dont la force est insuffisante pour créer un état lié. Dans l'état triplet, les résultats des différents auteurs sont plus divers. Le potentiel qui correspondrait à notre calcul est, là aussi, modérément attractif. Bien que les écarts avec les autres valeurs soient plus grands que dans l'état singulet, il n'y a pas de contradiction flagrante, sauf avec les résultats de De Swart et Dullemond⁽²⁾ aussi bien pour ceux obtenus dans les hypernoyaux que pour ceux trouvés à partir des potentiels nucléon-nucléon. Dans le premier cas, leur valeur de a_t est beaucoup plus faible (d'un facteur 3), mais elle ne semble pas confirmée par le résultat plus récent de Herndon et Tang⁽⁴¹⁾. Dans le second cas, ils trouvent des valeurs de a_t et r_t qui correspondent à un potentiel répulsif

Les longueurs de diffusion et les portées effectives relatives à la diffusion (ΣN) dans l'état $T=\frac{3}{2}$ sont portées dans les tableaux XI et XII. Etant donné l'inexistence de noyaux contenant des hyperons Σ , la comparaison de nos résultats ne peut être faite qu'avec les analyses de la diffusion.

Aussi bien dans l'état singulet que dans l'état triplet, nous trouvons que les potentiels qui correspondraient à nos valeurs de a et r sont attractifs. Celui de l'état singulet, bien que beaucoup plus attractif, reste toutefois insuffisant, même en négligeant le potentiel coulombien, pour que le déphasage de l'onde 1S_0 dépasse 50° (fig. 17). Comme plus haut, les résultats de De Swart et Dullemond⁽²⁾ sont en désaccord avec les nôtres, mais les calculs plus récents, utilisant la même technique, de Fast, Helder et De Swart⁽⁴⁴⁾ et Helder⁽²⁵⁾ donnent, pour l'état singulet, des valeurs plus proches de celles que nous trouvons. Les valeurs de a_s trouvées par Dass⁽⁴⁾ en utilisant la même méthode que nous, mais des systèmes différents de constantes de couplage, sont assez proches de la nôtre. Là aussi, comme dans l'étude de Dosch et Muller⁽⁴⁷⁾, on peut noter la sensibilité importante des paramètres de la diffusion à la valeur de la constante de couplage g_0 , alors que les autres constantes ont une influence bien moindre. Le résultat de Dosch et Muller présenté ici est donné à titre indicatif et choisi parmi les plus proches du nôtre dans l'étude faite de la variation de r en fonction de a . Les résultats relatifs à l'état triplet sont particulièrement disparates et il ne semble pas, dans l'état actuel, que l'on puisse en tirer une conclusion quelconque.

Les résultats de l'analyse en portée effective matricielle de l'état d'isospin $T=\frac{1}{2}$ au voisinage du seuil de la réaction de conversion ($\Lambda N \rightarrow \Sigma N$) sont présentés dans les tableaux XIII, pour les ondes à $\ell = J$, et XIV, pour les ondes à $\ell \neq J$. Les valeurs entre parenthèses ont été obtenues par De Swart et Dullemond⁽²⁾ à partir des potentiels d'Hamada et de Bryan, Gartenhaus et Signell Marshak.

VI - UNITARISATION DES AMPLITUDES DE REGGE PAR LA METHODE ND⁻¹

1) Introduction

Depuis quelques années, de nombreux auteurs ont montré qu'il existait des connections très importantes entre les comportements à haute et basse énergies des amplitudes de certains processus physiques : le modèle des pôles de Regge, qui donne une très bonne représentation des amplitudes à haute énergie, semble aussi pouvoir fournir des informations précieuses sur les régions des moyennes et basses énergies, régions qui contiennent, en général, des résonances.

Il est, par exemple, possible, avec les règles de sommes à énergie finie, de montrer que les amplitudes de Regge décrivent "en moyenne" les sections efficaces à basse énergie (voir en particulier les travaux de Dolen, Horn et Schmid⁽⁵⁰⁾) ou de relier les longueurs de diffusion aux trajectoires et aux résidus de Regge. (Stern et Zaoui⁽⁵¹⁾)

Allant plus loin, Schmid⁽⁵²⁾ a montré, en 1968, que l'on pouvait relier directement, à l'aide des diagrammes d'Argand, amplitudes de Regge et résonances à basse énergie. Encouragé par ce résultat, Tounsi et moi-même avons proposé une méthode, qui utilise un formalisme décrit par Chew et Jones⁽⁵³⁾ et permet d'étudier les interactions π -nucléon à basse énergie, à partir des trajectoires échangées dans les deux voies croisées. En particulier, nous avons pu déterminer assez précisément la position des résonances (πN) et calculer les sections efficaces de diffusion.

Nous nous proposons de donner ici quelques indications

sur la possibilité d'adapter ce modèle aux interactions hypéron-nucléon. Nous examinerons plus tard les difficultés supplémentaires introduites par le fait que nous avons un couplage entre les différents canaux : elles sont surtout techniques. Le problème le plus délicat est le choix des paramètres de Regge permettant, en principe, de décrire le comportement à haute énergie. Ceux-ci, en effet, sont en général ajustés de façon à reproduire les sections efficaces expérimentales dans la région des hautes énergies. L'absence totale de résultats expérimentaux, dans cette région, pour les interactions hypéron-nucléon rend cet ajustement impossible. Heureusement, il semble possible de choisir, en grande partie, les paramètres des trajectoires déterminés dans d'autres réactions, en particulier $(N\bar{N} \rightarrow Y\bar{Y})$, $(NN \rightarrow NN)$ et $(N\bar{N} \rightarrow N\bar{N})$. Les résidus aux pôles peuvent aussi être reliés aux résidus intervenant dans les réactions ci-dessus, par l'intermédiaire de la symétrie $SU(3)$, comme suggéré par Barger⁽⁵⁴⁾.

2) Formalisme

Dans ce qui suit, on supposera que la première approximation des éléments de la matrice $T_{y'y}$ définie par (4) n'est plus donnée par la somme des pôles des mésons échangés dans les différents canaux $y'y$, mais par la contribution des trajectoires de Regge échangées ; c'est-à-dire que les ondes partielles (7) et (9) sont maintenant des combinaisons linéaires de projections sur les amplitudes partielles d'hélicité de termes de la forme :

$$(29) \quad \beta(\tau) \frac{e^{i\pi\alpha(\tau)}}{i[\alpha(\tau)] \sin\pi\alpha(\tau)} s^{\alpha(\tau)}.$$

Chacun de ces termes ayant toujours, dans le plan (s) , au moins les deux coupures $[-\infty, 0]$ et $[0, +\infty]$, celles-ci apparaîtront dans leurs contributions à toutes les ondes partielles (7) et (9) et donc dans la contribution M^R des trajectoires à la

matrice M définie par (10). Si l'on veut imposer la relation d'unitarité (11) sur une portion $[s_g, s_1]$ de l'axe réel, il est donc indispensable, au préalable, de rendre réel chaque élément de M^R dans cet intervalle ; par exemple, en définissant la matrice $\bar{M}^R$ telle que :

$$(30) \quad \bar{M}_{ij}^R = M_{ij}^R - \frac{1}{\pi} \int_{s_g}^{s_1} ds' \frac{\text{Im } M_{ij}^R(s')}{s' - s}$$

Rappelons que s_g est le seuil de la coupure de gauche et peut être différent suivant les canaux

On peut alors faire l'hypothèse fondamentale⁽⁹⁾ que les comportements à haute énergie des éléments de M sont donnés par ceux de $\bar{M}^R$, et écrire :

$$(31) \quad M = \bar{M}^R + \frac{1}{\pi} \int_{s_g}^{s_1} ds' \frac{\text{Im } M(s')}{s' - s}$$

Si l'on pose $M = ND^{-1}$, les éléments de D ayant seulement la coupure unitaire sur $[s_g, s_1]$ et ceux de N les coupures $[-\infty, s_g]$ et $[s_1, +\infty]$, alors :

$$(32) \quad N(s) = \bar{M}^R(s) - \frac{1}{\pi} \int_{s_g}^{s_1} ds' \frac{\bar{M}^R(s') - \bar{M}^R(s)}{s' - s} \text{Im } D(s')$$

La relation d'unitarité (11) peut aussi s'écrire :

$$(33) \quad \text{Im } M^{-1} = \text{Im}(DN^{-1}) = -\pi \bigcirc_{10^4}$$

N étant réel sur l'intervalle $[s_g, s_1]$, on obtient en portant (33) dans (32) l'équation intégrale matricielle

$$(34) \quad N(s) = \bar{M}^R(s) + \frac{1}{\pi} \int_{s_0}^{s_1} ds' \frac{\bar{M}^R(s') - \bar{M}^R(s)}{s' - s} \rho^{\frac{1}{2}}(s') \mathbb{H} \rho^{\frac{1}{2}}(s') N(s')$$

avec

$$(35) \quad D(s) = I - \frac{1}{\pi} \int_{s_0}^{s_1} ds' \frac{\rho^{\frac{1}{2}} \mathbb{H} \rho^{\frac{1}{2}}}{s' - s} N(s') .$$

Les éléments du noyau matriciel de l'équation intégrale (34) contiennent des singularités logarithmiques pour s ou s' égale à s_1 ⁽⁵⁴⁾. Cependant, dans le cas à un seul canal, on peut trouver une solution à cette équation en modifiant légèrement la technique habituelle de résolution par inversion de matrice ⁽⁵⁵⁾. La même méthode semble pouvoir s'appliquer ici avec la complexité supplémentaire que, cette fois, chacun des seize éléments du noyau matriciel est remplacé par une matrice dont la dimension est $n+2$; n est le nombre de points qui divisent l'intervalle $[s_0, s_1]$ et varie avec la précision de la résolution de l'équation intégrale. Le vecteur colonne solution comporte alors $4(n+2)$ lignes de quatre éléments correspondant aux $n+2$ valeurs de s pour les quatre canaux couplés possibles.

Connaissant N , on calcule alors D par la formule (35), puis $M = ND^{-1}$.

3) Choix des trajectoires échangées

L'étude des réactions $(N\bar{N} \rightarrow Y\bar{Y})$ permet d'obtenir des informations assez précises sur les trajectoires de Regge du K et du K^* ⁽⁵⁶⁾. En effet, les échanges de la voie u devraient avoir un nombre baryonique 2, et seul le K et le K^* contribuent à haute énergie. En fait, la trajectoire dominante est celle du K^* et l'on peut, en première approximation, négliger celle du K . Les

valeurs des résidus trouvées dans l'ajustement des sections efficaces ($N\bar{N} \rightarrow Y\bar{Y}$) sont les mêmes que celles qui interviennent dans les réactions ($YN \rightarrow YN$), les voies croisées des deux processus étant identiques.

Le problème en ce qui concerne les trajectoires non étrangères est un peu plus complexe. Les résultats des diffusions nucléon-nucléon et nucléon-antinucleon à hautes énergies ont été ajustés par un grand nombre d'auteurs. Ces résultats étant connus avec une bonne précision le nombre des trajectoires que l'on est obligé de considérer pour les reproduire est important. Généralement pour des impulsions du nucléon sensiblement égales et supérieures à $2 \frac{\text{GeV}}{c}$ on admet que l'on peut reproduire de façon satisfaisante les résultats expérimentaux en considérant les trajectoires P , P' , ω , ρ , Π et A_2 ⁽⁵⁷⁾. On peut relier les résidus ajustés dans l'étude des réactions (NN) et ($N\bar{N}$) à ceux intervenant dans les réactions (YN) grâce à la symétrie SU_3 :

- P et P' peuvent être considérés comme des singulets de SU_3 ,
- ω, ρ et Π comme appartenant à des octets ,
- A_2 comme appartenant à un décuplet.

CONCLUSION

Le modèle que nous avons utilisé ici pour décrire les interactions hypéron-nucléon nous a permis de reproduire de façon raisonnable l'ensemble des résultats expérimentaux relatifs à l'étude de la diffusion et des hypernoyaux. Il est satisfaisant d'observer que le modèle d'échange de bosons, unitarisé par la méthode ND^{-1} , qui donne des résultats intéressants dans la description des interactions nucléon-nucléon, peut s'appliquer sans contradiction à cette étude. En particulier, bien qu'ils soient connus de façon encore assez imprécise, un nombre important de résultats expérimentaux peut être interprété en ajustant seulement un petit nombre de paramètres phénoménologiques. Avant de comparer notre modèle à ceux qui utilisent la méthode, plus classique, de résolution de l'équation de Schrödinger avec des potentiels déterminés, soit à partir de l'étude de la diffusion nucléon-nucléon, soit directement à partir des modèles d'échange d'un ou de plusieurs mésons, nous allons résumer les conclusions que nous avons déjà pu tirer.

Examinons d'abord les comparaisons que l'on peut faire avec l'étude des interactions nucléon-nucléon. Un certain nombre de constantes de couplage méson hypéron-nucléon sont déduites de celles des mésons avec les nucléons par l'utilisation de la symétrie SU_3 , alors que d'autres (g_σ et g_ω) sont ajustées directement pour reproduire les résultats de la diffusion. Les valeurs de g_σ et g_ω , obtenues ainsi, sont suffisamment voisines de celles trouvées dans la diffusion (NN) pour que l'on puisse dire qu'il n'y a aucune contradiction dans l'utilisation de la symétrie SU_3 dans ce problème, les mésons σ et ω devant être universellement couplés aux baryons dans notre modèle. De même, la sensibilité

des résultats obtenus à la constante de couplage g_σ , ou si l'on préfère l'importance de l'onde S($\Pi\Pi$), se retrouve dans l'étude des interactions nucléon-nucléon.

Une différence importante entre les diffusions (ΛN) et (NN) est l'impossibilité, dans la première, d'échanger un méson Π dans la voie croisée, l'échange de plus basse masse à considérer étant, soit celui de deux pions, soit dans notre cas, celui du méson σ . Les conséquences les plus importantes sont, d'une part, la plus courte portée du potentiel effectif (ΛN) qui entraîne une décroissance plus rapide des déphasages avec k et, d'autre part, les valeurs beaucoup plus faibles des sections efficaces. Dans la diffusion (ΣN), où l'échange du Π est permis, on n'observe pas, bien sûr, ce phénomène et les résultats obtenus sont beaucoup plus proches de ce que l'on obtient dans la diffusion (NN).

Dans l'étude des interactions nucléon-nucléon, le principe d'exclusion de Pauli interdit les transitions entre les états singulet et triplet. Ce principe ne s'appliquant pas aux interactions hyperon-nucléon, les éléments de matrice de transitions entre ces états ne sont pas nulles et, bien que plus faible qu'entre les états triplets, le couplage singulet-triplet n'est pas négligeable.

Rappelons maintenant les effets de l'unitarisation par la méthode ND^{-1} . La première remarque est que les valeurs des constantes de couplage ajustées sont assez peu modifiées. Dans le modèle simple d'échange de bosons, la valeur de g_σ ajustée est 4,4 et, après unitarisation par la méthode N/D à un canal, g_σ est sensiblement égale à 5, les autres constantes restant inchangées. Par contre, les modifications de la forme des courbes de sections efficaces sont plus importantes et, en particulier, l'utilisation de la méthode N/D permet un ajustement des sections expérimentales jusqu'à

des énergies beaucoup plus grandes.

L'introduction du canal inélastique ($\Lambda N \rightarrow \Sigma N$) par la méthode ND^{-1} matricielle permet, en traitant ensemble tous les processus (YN) dans l'état d'isospin $T = \frac{1}{2}$, de reproduire tous les résultats expérimentaux de la diffusion, sans modifier les constantes de couplage ; cette introduction se traduit seulement par des modifications des courbes de sections efficaces, en particulier par l'apparition d'une "corne" dans la section efficace (ΛN) élastique, au seuil de la réaction de conversion. Dans l'analyse en déphasage que nous avons faite, nous avons vu que cette "corne" était essentiellement due au couplage très fort entre les canaux ($\Lambda N \rightarrow \Lambda N$) à $\ell = J+1$ et ($\Sigma N \rightarrow \Sigma N$) à $\ell = J-1$, couplage qui se traduit par un pic très prononcé du déphasage ${}^3D_1^\Lambda$.

Un des points importants de notre étude est l'absence complète de résonance dans notre modèle aussi bien dans les états (ΛN) que dans les états (ΣN), tout au moins à basse énergie, pour les ondes partielles de moment angulaire inférieur à 4. En effet, Réel ($\det D$) ne s'annule jamais ; ce fait est confirmé par l'étude des déphasages et l'analyse en terme de portée effective des ondes S. D'après nos résultats, les potentiels effectifs seraient toujours attractifs mais insuffisants pour donner naissance à des résonances.

Ce résultat est en contradiction avec celui de De Swart et Iddings⁽³³⁾ et surtout celui de Brown, Downs et Iddings⁽⁴⁶⁾ qui trouve une résonance dans l'onde ${}^3S_1^\Lambda$ au voisinage du seuil de la réaction ($\Lambda N \rightarrow \Sigma N$) en utilisant des potentiels calculés à partir du modèle d'échange de bosons et des hypothèses sensiblement identiques aux nôtres pour la détermination des constantes de couplage. Dans l'état actuel des résultats expérimentaux, il ne semble pas possible de trancher entre l'existence de cette réso-

nance et l'effet de "corne" mentionné ci-dessus.

Avant de terminer cette étude, nous voudrions comparer les avantages et les inconvénients de la méthode utilisée ici par rapport à ceux de la méthode plus généralement employée qui consiste à déterminer d'abord les potentiels, puis à résoudre ensuite l'équation de Schrödinger, résolution qui peut être effectuée de façon précise. En fait, toute la difficulté du problème est dans la détermination des potentiels dans la région relativiste ($r \sim 0,5 \frac{\hbar}{u_c}$) et plus particulièrement de déterminer la valeur de r à partir de laquelle le potentiel devient très grand. Les utilisateurs de cette méthode, devant la quasi impossibilité d'une détermination théorique du potentiel dans cette région, introduisent des coeurs durs dont les rayons r_i sont considérés comme des paramètres phénoménologiques. Ceux-ci sont, en général, ajustés pour reproduire les longueurs de diffusion.

La principale faiblesse de la méthode est la sensibilité des résultats théoriques aux valeurs des r_i , particulièrement en ce qui concerne l'existence d'états liés ou de résonances, la profondeur des potentiels pouvant varier beaucoup.

Dans les calculs faits par la méthode ND^{-1} , la difficulté majeure se trouve dans la résolution des équations intégrales, essentiellement à cause de la non convergence de certaines d'entre elles quand on considère seulement l'échange de mésons non Regge-ifiés. Une résolution exacte n'est pas possible en l'absence de soustraction ou de coupure dans les intégrales et l'introduction de ces nouveaux paramètres diminue beaucoup son intérêt. En fait, il semble qu'il y ait une relation étroite, quoique difficile à analyser, entre les rayons r_i des coeurs durs des potentiels et les coupures s_c que nous avons introduites pour palier à la divergence des intégrales. Dans les deux cas, en effet ces paramètres sont introduits pour rendre compte de phénomènes mal connus

qui apparaissent à hautes énergies. Un des avantages de la méthode ND^{-1} est qu'il semble plus facile, grâce à la technique que nous avons exposée dans le paragraphe VI, d'éliminer ces paramètres en introduisant l'échange de mésons Reggifiéés, et de résoudre ainsi le problème de façon exacte, une fois faites les approximations purement physiques dans le choix des forces. Les conclusions, en particulier quant à l'existence de résonances, pourraient alors être plus valablement considérées.

Nous avons vu plus haut que De Swart et Iddings⁽³³⁾, à partir d'un potentiel tenant compte de l'échange de deux pions, trouvaient une résonance dans l'onde ${}^3S_1^A$. Bien que le rayon du coeur dur ait une grande importance dans le résultat obtenu ici, il serait intéressant de voir si l'introduction de cet échange dans notre modèle permettrait d'obtenir un résultat analogue.

Pour conclure, nous pouvons dire que les deux méthodes sont essentiellement complémentaires. Comme il est normal, l'utilisation des potentiels est mieux adaptée à l'étude des très basses énergies et des hypernoyaux, par contre, le modèle que nous avons développé, peut présenter un grand intérêt dans le cas des énergies plus élevées et en particulier donner des informations sur les liens qui peuvent exister entre hautes et basses énergies.

APPENDICE

Le calcul des contributions des pôles des bosons échangés aux amplitudes partielles d'hélicité s'effectue à partir des amplitudes de la théorie des champs, en introduisant les hélicités des particules dans les expressions des spineurs de Dirac. Ces dernières sont des sommes de termes constitués d'un propagateur multiplié par une fonction linéaire de $\sin\theta$ ou $\cos\theta$. La projection sur les amplitudes partielles d'hélicité utilise les matrices de rotation réduites:

$$d_{00}^J(\cos\theta) = P_J(\cos\theta)$$

$$d_{10}^J(\cos\theta) = -\frac{\sin\theta}{\sqrt{J(J+1)}} P_J'(\cos\theta)$$

$$d_{11}^J(\cos\theta) = \frac{1}{J(J+1)} \left[(1+\cos\theta) P_J'(\cos\theta) - 2P_{J-1}'(\cos\theta) - J(J+1) P_J(\cos\theta) \right]$$

$$d_{-11}^J(\cos\theta) = \frac{1}{J(J+1)} \left[(1-\cos\theta) P_J'(\cos\theta) - J(J+1) P_J(\cos\theta) \right]$$

P_J est le polynôme de Legendre d'ordre J et P_J' sa dérivée par rapport à $\cos\theta$.

Le problème se ramène au calcul des intégrales suivantes qui s'effectue facilement en utilisant les différentes relations entre les polynômes de Legendre.

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d\cos\theta \frac{d_{00}^J}{b \pm \cos\theta} = (\mp)^J Q_J(b)$$

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d\cos\theta \frac{1 \pm \cos\theta}{b \mp \cos\theta} = Q_J(b) \pm \frac{(J+1)Q_{J+1}(b) + JQ_{J-1}(b)}{2J+1}$$

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d\cos\theta \frac{1-\cos\theta}{b+\cos\theta} d_{00}^J = (-)^J Q_J(b) = (-)^{J+1} \frac{(J+1)Q_{J+1}(b) + JQ_{J-1}(b)}{2J+1}$$

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d\cos\theta \frac{1+\cos\theta}{b-\cos\theta} d_{1-1}^J = +Q_J(b) + \frac{JQ_{J+1}(b) + (J+1)Q_{J-1}(b)}{2J+1}$$

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d\cos\theta \frac{1-\cos\theta}{b+\cos\theta} d_{1+1}^J = (-)^{J+1} \left[+Q_J(b) + \frac{JQ_{J+1}(b) + (J+1)Q_{J-1}(b)}{2J+1} \right]$$

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d\cos\theta \frac{\sin\theta}{1-\cos\theta} d_{10}^J = (+)^{J+1} \frac{\sqrt{J(J+1)}}{2J+1} \left[Q_{J+1}(b) - Q_{J-1}(b) \right]$$

Dans ces expressions les $Q_J(b)$ sont les fonctions de Legendre de seconde espèce. Si on définit

$$b_m = 1 + \frac{m^2}{2k_i k_f},$$

m étant la masse de l'état intermédiaire considéré, les amplitudes partielles d'hélicité s'écrivent :

$$\begin{aligned} T_{\lambda_1 \lambda_2} = T_{\lambda_1 \lambda_2}^{(0)} + & \left\{ \frac{E_i E_f}{MM_i} \left[Q_J(b_m) + (J+1) \frac{Q_{J+1}(b_m) + JQ_{J-1}(b_m)}{2J+1} \right] \right. \\ & - \frac{E_i E_f}{MM_i} \left[Q_J(b_m) + \frac{(J+1)Q_{J+1}(b_m) + JQ_{J-1}(b_m)}{2J+1} \right] \\ & \left. - \frac{E_i E_f}{MM_i} \frac{1}{2} \left[2Q_J(b_m) - \frac{(J+1)Q_{J+1}(b_m) + JQ_{J-1}(b_m)}{2J+1} \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_{2\Lambda\Lambda}^J = (k_i k_f)^{-\frac{1}{2}} & \left\{ -\frac{g_\sigma^2}{4} \frac{1}{MM_\Lambda} \left[Q_J(b_\sigma) - \frac{(J+1)Q_{J+1}(b_\sigma) + JQ_{J-1}(b_\sigma)}{2J+1} \right] \right. \\ & + \frac{g_\eta^2}{4} \frac{(k_i k_f)^{\frac{1}{2}}}{MM_\Lambda} \left[Q_J(b_\eta) - \frac{(J+1)Q_{J+1}(b_\eta) + JQ_{J-1}(b_\eta)}{2J+1} \right] \\ & \left. + \frac{g_\omega^2}{4} \left[Q_J(b_\omega) - \frac{(J+1)Q_{J+1}(b_\omega) + JQ_{J-1}(b_\omega)}{2J+1} \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_{3\Lambda\Lambda}^J = (k_i k_f)^{-\frac{1}{2}} & \left\{ \frac{g_\sigma^2}{4} \left[Q_J(b_\sigma) + \frac{JQ_{J+1}(b_\sigma) + (J+1)Q_{J-1}(b_\sigma)}{2J+1} \right] \right. \\ & \left. + \frac{g_\omega^2}{4} \frac{k_i k_f - EE_\Lambda}{MM_\Lambda} \left[Q_J(b_\omega) + \frac{JQ_{J+1}(b_\omega) + (J+1)Q_{J-1}(b_\omega)}{2J+1} \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_{4\Lambda\Lambda}^J = (k_i k_f)^{-\frac{1}{2}} & \left\{ \frac{g_\sigma^2}{4} \frac{EE_\Lambda}{MM_\Lambda} \left[-Q_J(b_\sigma) + \frac{JQ_{J+1}(b_\sigma) + (J+1)Q_{J-1}(b_\sigma)}{2J+1} \right] \right. \\ & + \frac{g_\eta^2}{4} \frac{(k_i k_f)^{\frac{1}{2}}}{MM_\Lambda} \left[-Q_J(b_\eta) + \frac{JQ_{J+1}(b_\eta) + (J+1)Q_{J-1}(b_\eta)}{2J+1} \right] \\ & \left. + \frac{g_\omega^2}{4} \left[-Q_J(b_\omega) + \frac{JQ_{J+1}(b_\omega) + (J+1)Q_{J-1}(b_\omega)}{2J+1} \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_{5\Lambda\Lambda}^J = (k_i k_f)^{-\frac{1}{2}} & \left\{ -\frac{g_\sigma^2}{4} \frac{E_\Lambda}{M_\Lambda} \frac{\sqrt{J(J+1)}}{2J+1} \left[Q_{J+1}(b_\sigma) - Q_{J-1}(b_\sigma) \right] \right. \\ & \left. + \frac{g_\omega^2}{4} \frac{E}{M} \frac{\sqrt{J(J+1)}}{2J+1} \left[Q_{J+1}(b_\omega) - Q_{J-1}(b_\omega) \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_{6\Lambda\Lambda}^J = (k_i k_f)^{-\frac{1}{2}} & \left\{ \frac{g_\sigma^2}{4} \frac{E}{M} \frac{\sqrt{J(J+1)}}{2J+1} \left[Q_{J+1}(b_\sigma) - Q_{J-1}(b_\sigma) \right] \right. \\ & \left. - \frac{g_\omega^2}{4} \frac{E_\Lambda}{M_\Lambda} \frac{\sqrt{J(J+1)}}{2J+1} \left[Q_{J+1}(b_\omega) - Q_{J-1}(b_\omega) \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi_{1\Sigma\Lambda}^J &= (k_i k_f)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \frac{g_{\Pi}^2}{4} \frac{(A-B)(C-D)}{m(m_{\Lambda} m_{\Sigma})^{\frac{1}{2}}} \left[Q_J(b_{\Pi}) + \frac{(J+1)Q_{J+1}(b_{\Pi}) + JQ_{J-1}(b_{\Pi})}{2J+1} \right] \right. \\ &\quad + \frac{g_{\rho}^2}{4} \frac{(E+F)(G+H)}{m(m_{\Lambda} m_{\Sigma})^{\frac{1}{2}}} \left[Q_J(b_{\rho}) + \frac{(J+1)Q_{J+1}(b_{\rho}) + JQ_{J-1}(b_{\rho})}{2J+1} \right] \\ &\quad \left. + \frac{g_{\rho}^2}{4} \frac{(A+B)(C+D)}{m(m_{\Lambda} m_{\Sigma})^{\frac{1}{2}}} \left[2Q_J(b_{\rho}) - \frac{(J+1)Q_{J+1}(b_{\rho}) + JQ_{J-1}(b_{\rho})}{2J+1} \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi_{2\Sigma\Lambda}^J &= (k_i k_f)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \frac{g_{\Pi}^2}{4} \frac{(A+B)(C+D)}{m(m_{\Lambda} m_{\Sigma})^{\frac{1}{2}}} \left[Q_J(b_{\Pi}) - \frac{(J+1)Q_{J+1}(b_{\Pi}) + JQ_{J-1}(b_{\Pi})}{2J+1} \right] \right. \\ &\quad + \frac{g_{\rho}^2}{4} \frac{(E-F)(G-H)}{m(m_{\Lambda} m_{\Sigma})^{\frac{1}{2}}} \left[Q_J(b_{\rho}) - \frac{(J+1)Q_{J+1}(b_{\rho}) + JQ_{J-1}(b_{\rho})}{2J+1} \right] \\ &\quad \left. + \frac{g_{\rho}^2}{4} \frac{(A-B)(C-D)}{m(m_{\Lambda} m_{\Sigma})^{\frac{1}{2}}} \left[2Q_J(b_{\rho}) + \frac{(J+1)Q_{J+1}(b_{\rho}) + JQ_{J-1}(b_{\rho})}{2J+1} \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi_{3\Sigma\Lambda}^J &= (k_i k_f)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \frac{g_{\Pi}^2}{4} \frac{(A-B)(C-D)}{m(m_{\Lambda} m_{\Sigma})^{\frac{1}{2}}} \left[Q_J(b_{\Pi}) + \frac{JQ_{J+1}(b_{\Pi}) + (J+1)Q_{J-1}(b_{\Pi})}{2J+1} \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{g_{\rho}^2}{4} \frac{(E+F)(G+H) + (A+B)(C+D)}{m(m_{\Lambda} m_{\Sigma})^{\frac{1}{2}}} \left[Q_J(b_{\rho}) + \frac{JQ_{J+1}(b_{\rho}) + (J+1)Q_{J-1}(b_{\rho})}{2J+1} \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi_{4\Sigma\Lambda}^J &= (k_i k_f)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \frac{g_{\Pi}^2}{4} \frac{(A+B)(C+D)}{m(m_{\Lambda} m_{\Sigma})^{\frac{1}{2}}} \left[-Q_J(b_{\Pi}) + \frac{JQ_{J+1}(b_{\Pi}) + (J+1)Q_{J-1}(b_{\Pi})}{2J+1} \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{g_{\rho}^2}{4} \frac{(E-F)(G-H) + (A-B)(C-D)}{m(m_{\Lambda} m_{\Sigma})^{\frac{1}{2}}} \left[-Q_J(b_{\rho}) + \frac{JQ_{J+1}(b_{\rho}) + (J+1)Q_{J-1}(b_{\rho})}{2J+1} \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\phi_{5\Sigma\Lambda}^J &= (k_i k_f)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \frac{g_\Pi^2}{4} \frac{(A-B)(C+D)}{m(m_\Lambda m_\Sigma)^2} \left[\frac{\sqrt{J(J+1)}}{2J+1} (Q_{J+1}(b_\Pi) - Q_{J-1}(b_\Pi)) \right] \right. \\
&\quad \left. + \frac{g_\rho^2}{4} \frac{(E+F)(G-H) - 3(A+B)(C-D)}{m(m_\Lambda m_\Sigma)^2} \left[\frac{\sqrt{J(J+1)}}{2J+1} (Q_{J+1}(b_\rho) - Q_{J-1}(b_\rho)) \right] \right\} \\
\phi_{6\Sigma\Lambda}^J &= (k_i k_f)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \frac{g_\Pi^2}{4} \frac{(A+B)(C-D)}{m(m_\Lambda m_\Sigma)^2} \left[\frac{\sqrt{J(J+1)}}{2J+1} (Q_{J+1}(b_\Pi) - Q_{J-1}(b_\Pi)) \right] \right. \\
&\quad \left. - \frac{g_\rho^2}{4} \frac{(E-F)(G+H) - 3(A-B)(C+D)}{m(m_\Lambda m_\Sigma)^2} \left[\frac{\sqrt{J(J+1)}}{2J+1} (Q_{J+1}(b_\rho) - Q_{J-1}(b_\rho)) \right] \right\}
\end{aligned}$$

Les quantités A, B, C, etc... sont définies ainsi :

$$\begin{aligned}
A &= ((E_\Lambda - m)(E_\Sigma + m))^{\frac{1}{2}} \\
B &= ((E_\Sigma - m)(E_\Lambda + m))^{\frac{1}{2}} \\
C &= ((E_\Lambda - m_\Lambda)(E_\Sigma + m_\Sigma))^{\frac{1}{2}} \\
D &= ((E_\Sigma - m_\Sigma)(E_\Lambda + m_\Lambda))^{\frac{1}{2}} \\
E &= ((E_\Sigma + m)(E_\Lambda + m))^{\frac{1}{2}} \\
F &= ((E_\Sigma - m)(E_\Lambda - m))^{\frac{1}{2}} \\
G &= ((E_\Sigma + m_\Sigma)(E_\Lambda + m_\Lambda))^{\frac{1}{2}} \\
H &= ((E_\Sigma - m_\Sigma)(E_\Lambda - m_\Lambda))^{\frac{1}{2}}
\end{aligned}$$

Les amplitudes partielles d'hélicité correspondant à la diffusion ($\Sigma N \rightarrow \Sigma N$), s'obtiennent en faisant la somme des amplitudes des réactions ($\Lambda N \rightarrow \Lambda N$) et ($\Lambda N \rightarrow \Sigma N$), la masse de l'hypéron Λ étant remplacée par celle de l'hypéron Σ , chaque fois qu'elle apparaît

REFERENCES

- (1) - J.J. De Swart et C. Dullemond : An. of Phys., 16, 263,(1961).
- (2) - J.J. De Swart et C. Dullemond: An. of Phys., 19, 458,(1962).
- (3) - B.W. Downs et R.J.N. Phillips : Nuovo Cimento, 36, 120,(1965).
- (4) - G.V. Dass : Nuovo Cimento, 42, 453,(1966).
- (5) - J.S. Ball, A. Scotti et D.Y. Wong : Phys. Rev., 142, 1000, (1966).
- (6) - J.D.Bjorken : Phys. Rev. Lett., 4, 473,(1960).
- (7) - M.Jacob et C.C.Wick : An. of Phys., 7, 404,(1959).
- (8) - J. Letessier et A.Tounsi : Etude théorique de la diffusion hypéron-nucléon dans un formalisme à plusieurs canaux.
(I) : IPNO/TH n°89 (février 1967).
(II): IPNO/TH n°90 (Mai 1967).
J.Letessier et A.Tounsi : Nuovo Cimento, 54, 67,(1968).
- (9) - A.Tounsi : Thèse, Paris (1970).
J.Letessier et A.Tounsi : Nuovo Cimento, 64, 345,(1969).
et Nuovo Cimento, 65, 808,(1970).
- (10) - M.L.Goldberger, M.T.Grisaru, S.C.Mac Dowell et D.Y.Wong : Phys. Rev., 120, 2250,(1960).
- (11) - E.Golowich : Phys. Rev., 139, 1297,(1965).
- (12) - S. Mandelstam : Phys. Rev. Lett., 4, 84,(1960).
- (13) - F.Zachariasen et C.Zemach : Phys. Rev., 128, 849,(1962).
- (14) - B.Diu : Qu'est-ce qu'une particule élémentaire?,Masson,(1965)
- (15) - F.Zachariasen : Strong interactions and high energy physics, Oliver and Boyd,(1963).
- (16) - J.J.De Swart : Rev. Mod. Phys., 35, 916,(1963).
- (17) - J.D.Bjorken et S.D.Drell : Relativistic quantum mechanics - Mc Graw-Hill, New York,(1964), p.124.
- (18) - A.Scotti et D.Y.Wong : Phys. Rev., 138, 145,(1965).

- (19) - M.H.Mac Gregor : An. Rev. Nucl. Scien., 10, 29,(1960).
 R.A.Bryan et B.L.Scott : Phys. Rev., 135, 434,(1964).
 Phys. Rev., 164, 1215,(1967).
- (20) - F.Gürsey, A.Pais et L.A.Radicati : Phys. Rev. Lett., 13, 299,
 (1964).
- (21) - J.J.Sakurai : Phys. Rev. Lett., 17, 1021,(1966).
- (22) - J.J.Sakurai : Ann. Phys., 11, 1,(1960)
- (23) - P. Gauron : IPNO/TH n°88,(1967).
- (24) - M.Rimpault et R.Vinh Mau : Nuovo Cimento, 35, 85,(1964).
 J.P.Ader : Thèse de 3e cycle, juin 1966,(Bordeaux).
- (25) - J.C.Helder : On sigma-nucleon interaction,
 Thèse, Novembre 1967,(Nijmegen).
- (26) - B.Diu, J.L.Gervais et H.R.Rubinstein : Nuovo Cimento, 31,
 341,(1964).
 voir aussi la référence (14).
- (27) - R.A.Bryan : Nuovo Cimento, 16, 895,(1960).
- (28) - S.Gantenhaus : Phys. Rev., 100, 900,(1955).
- (29) - P.S.Signell et R.E.Marshak : Phys. Rev., 106, 832,(1967).
 Phys. Rev., 109, 1229,(1958).
- (30) - C.Dullemond et J.J.De Swart : Nuovo Cimento, 25, 1072,(1962).
- (31) - T.Hamada : Prog. Theor. Phys., 24, 1033,(1960)
 Prog. Theor. Phys., 25, 247 ,(1961).
- (32) - K.A.Brueckner et K.M.Watson : Phys. Rev., 92, 1023,(1953).
- (33) - J.J.De Swart et C.K.Iddings : Phys. Rev., 128, 2810,(1962).
- (34) - G.Alexander : Proceeding of international conference on
 hypernuclear physics - Argonne,(Mai 1969)
- (35) - D.Cline, R.Lauman et J.Mapp : Phys. Rev. Lett., 20, 1452,
 (1968).
- (36) - G.Alexander, B.H.Hall, N.Jew, G.Kalmus et A.Kernan : Phys.
 Rev. Lett., 22, 483,(1969).
- (37) - J.Letessier et R.Vinh Mau : Nucl. Phys., 87, 625,(1967).
- (38) - R.D.Tripp : Proceeding of the 14th international conference
 on High Energy Physics,(1968).

- (39) - R.H.Dalitz et B.W.Downs : Phys. Rev., 110, 958,(1968);
111, 967, (1968) et 114, 593,(1959).
- (40) - K.Dietrich, R.Folk et H.J.Mang : Rutherford Jubilee International Conference, Manchester,(1961).
- (41) - R.C.Herndon et Y.C.Tang : Phys. Lett., 18, 42,(1965).
Phys. Rev., 153, 1091,(1967); 159, 853,(1967);
165, 1093,(1968).
- (42) - G.Alexander, U.Karshon, A.Shapira, G.Yekutieli, R.Engelmann,
H. Filthuth et W. Lughofer : Phys. Rev., 173, 1451,(1968).
- (43) - B.Sechi-Zorn, B.Kehoe, J.Twitty et R.A.Burnstein : Phys.
Rev., 175, 1735,(1968).
- (44) - G.Fast, J.C.Helder et J.J.De Swart : Phys. Rev. Lett., 22,
1453,(1968).
voir aussi : Proceeding of International Conference on Hyper-
nuclear Physics, Argonne, (Mai 1969).
- (45) - A.Deloff : Nucl. Phys., B4, 585,(1968).
- (46) - J.T.Brown : Thèse, Université du Colorado, (1968).
J.T.Brown, B.W.Downs et C.K.Iddings : Bulletin of the A.P.S.
14, 520,(1969).
- (47) - H.G.Dosch et V.F.Müller : Phys. Lett., 19, 320,(1965).
- (48) - G.Alexander, O.Benasy, U.Karshon et U.Maor : Nucl. Phys.,
B10, 554,(1969).
- (49) - J.A.Kadyk, G.H. Trilling, G.Alexander et P.J. Gaposchkin :
U.C.R.L., 18805,(1969).
- (50) - R.Dolen, D.Horn et C.Schmid : Phys. Rev., 166, 1768,(1968).
- (51) - J.Stern et R.Zaoui : IPNO/TH, n°166, (septembre 1969).
- (52) - C.Schmid : Phys. Rev. Lett., 20, 689,(1968).
Nuovo Cimento, 61, 269,(1969).
- (53) - G.F.Chew : Phys. Rev., 129, 2363,(1963).
G.F.Chew et C.E.Jones : Phys. Rev., 135B, 208,(1964)
- (54) - V.Barger : Rev. Mod. Phys., 40, 129,(1968).
- (55) - C.E.Jones et G.Tiktopoulos : Phys. Rev., 159, 1272,(1967).
- (56) - D.Roy : Phys. Rev., 146, 1218,(1966)

(57) - En particulier :

V.Barger et D.Cline : Phys. Rev., 156, 1522,(1967).

C.B.Chiu, S.Chu et L.Wang : Phys. Rev., 161, 1563,(1967).

V.Flores-Maldonado : Phys. Rev., 155, 1773,(1967).

W.Rarita, R.J.Riddell, C.B.Chiu et R.Phillips :Phys. Rev.,
165, 1615,(1968).

LEGENDE DES TABLEAUX

Tableau I	Valeurs numériques des combinaisons de constantes de couplage mésons-baryons intervenant dans nos calculs.
Tableau II	Valeurs, en MeV., des masses utilisées pour les particules et les résonances.
Tableau III	Déphasages Λ -nucléon et paramètres de couplage en dessous du seuil de la réaction de conversion ($\Lambda N \rightarrow \Sigma N$). Cas des ondes à $l = J$. E_Λ est l'énergie de l'hypéron Λ dans le système du centre de masse.
Tableau IV	Déphasages Λ -nucléon et paramètres de couplage en dessous du seuil de la réaction de conversion. Cas des ondes à $l \neq J$.
Tableau V	Déphasages hypéron-nucléon dans l'état d'isospin $T = \frac{1}{2}$ et paramètres de couplage au dessus du seuil de la réaction de conversion. Cas des ondes à $l = J$.
Tableau VI	Déphasages hypéron-nucléon dans l'état d'isospin $T = \frac{1}{2}$ et paramètres de couplage au dessus du seuil de la réaction de conversion. Cas des ondes à $l \neq J$.
Tableau VII	Déphasages hypéron-nucléon dans l'état d'isospin $T = \frac{3}{2}$ et paramètres de couplage. Cas des ondes à $l = J$. E_Σ est l'énergie de l'hypéron Σ dans le système du centre de masse.
Tableau VIII	Déphasages hypéron-nucléon dans l'état d'isospin $T = \frac{3}{2}$ et paramètres de couplage. Cas des ondes à $l \neq J$.
Tableau IX	Longueur de diffusion et portée effective de l'onde S (ΛN) dans l'état singulet. Nos résultats sont comparés à ceux de : De Swart et Dullemond⁽²⁾ Herndon et Tang⁽⁴¹⁾ } résultats obtenus dans l'étude des hyperfragments

Alexander et al. ⁽⁴²⁾	}	résultats obtenus dans l'analyse en terme de portée effective de la diffusion.
Sechi-Zorn et al. ⁽⁴³⁾		
De Swart et Dullemond ⁽²⁾	}	résultats théoriques obtenus à partir de l'équation de Schrödinger avec différents potentiels.
Fast, Helder et De Swart ⁽⁴⁴⁾		
Deloff ⁽⁴⁵⁾		
Browns, Downs et Iddings ⁽⁴⁶⁾		

Tableau X Longueur de diffusion et portée effective de l'onde S (ΛN) dans l'état triplet. Les résultats présentés correspondent aux mêmes analyses que dans le tableau IX.

Tableau XI Longueur de diffusion et portée effective de l'onde S (ΣN) dans l'état d'isospin $T = \frac{3}{2}$. Cas des ondes à $\ell = J$. Nos résultats sont comparés à ceux de :

De Swart et Dullemond ⁽²⁾	}	résultats obtenus à partir de l'équation de Schrödinger.
Fast, Helder et De Swart ⁽⁴⁴⁾		
Helder ⁽²⁵⁾		
Guru Vachan Dass ⁽⁴⁾		résultats obtenus par la méthode N/D.
Dosch et Müller ⁽⁴⁷⁾		étude théorique de la diffusion

Tableau XII Longueur de diffusion et portée effective de l'onde S (ΣN) dans l'état d'isospin $T = \frac{3}{2}$. Cas des ondes à $\ell \neq J$. Les résultats présentés correspondent aux mêmes analyses que dans le tableau XI.

Tableau XIII Longueur de diffusion et portée effective matricielles au seuil de la réaction ($\Lambda N \rightarrow \Sigma N$), dans l'état singulet. Les résultats entre parenthèses sont ceux de De Swart et Dullemond⁽²⁾, obtenus à partir des potentiels d'Hamada (2e ligne) et de Bryan, Gartenhaus et Signell-Marshak (3e ligne).

Tableau XIV Longueur de diffusion et portée effective matricielles
au seuil de la réaction ($\Lambda N \rightarrow \Sigma N$), dans l'état triplet.
Les résultats entre parenthèses ont la même origine que
dans le tableau XIII.

TABLEAU I

Mésons échangés Réactions	σ	$\omega(e)$	$\omega(m)$	Π	n	K
$\frac{gg'}{4\Pi}$ dans $(\Lambda N \rightarrow \Lambda N)$	5.	12.5	0.		-3.5	15.5
$\frac{gg'}{4\Pi}$ dans $(\Sigma N \rightarrow \Sigma N)$	5.	12.5	0.	11.5	+3.5	0.58
$\frac{gg'}{4\Pi}$ dans $(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N)$				10.		-3.38
Mésons échangés Réactions	$\rho(e)$	$\rho(m)$	$\emptyset(e)$	$\emptyset(m)$	$K^*(e)$	$K^*(m)$
$\frac{gg'}{4\Pi}$ dans $(\Lambda N \rightarrow \Lambda N)$			0.	0.	1.5	2.
$\frac{gg'}{4\Pi}$ dans $(\Sigma N \rightarrow \Sigma N)$	1.	1.3	0.	0.	0.5	0.65
$\frac{gg'}{4\Pi}$ dans $(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N)$	0.	2.23			0.87	-1.12

TABEAU II

Particules	π	K	N	Λ	Σ	
Masses	139.	495.	938.3	1115.6	1190.6	
Résonances	σ	η	ρ	ω	K^*	$\emptyset$
Masses	410.	549.	765.	783.	890.	1019.

TABLEAU III

E_{Λ}	$1S_{\text{O}}^{\Lambda}$		$3P_{\text{O}}^{\Lambda}$	$1P_{\text{I}}^{\Lambda}$	$1\epsilon_2$	$3P_{\text{I}}^{\Lambda}$
3.2	32.		3.5	-1.5	-2. (0.)	2.5
10.	28. (30.5)		10.5 (-2.7)	-4.5 (6.8)	-3. (0.)	4.5 (5.6)
16.8	22.5 (26.5)		18. (-3.6)	-7. (9.9)	-3. (0.)	7.5 (7.5)
23.6	17. (20.4)		25.5 (-6.)	-15. (17.)	-2.5 (0.)	10.5 (13.1)
32.4	14. (16.8)		30. (-7.2)	-22. (20.9)	-2. (0.)	15. (18.3)
E_{Λ}	$1D_2^{\Lambda}$	$1\epsilon_3$	$3D_2^{\Lambda}$	$1F_3^{\Lambda}$	$1\epsilon_4$	$3F_3^{\Lambda}$
3 2	0.1	11. (0.)	0.3	0.01	13. (0.)	0.
10.	0.5 (0.2)	16. (0.)	1.5 (0.8)	0.08	20. (0.)	0.
16.8	2. (0.4)	23. (0.)	1. (1.2)	0.1	32. (0.)	0.2 (0.2)
23.6	3. (1.4)	28. (0.)	-0.2 (2.8)	0.3	33. (0.)	0.5 (0.4)
32.4	3.5 (2.2)	32. (0.)	-2. (4.)	0.2 (0.1)	32. (0.)	1. (0.7)

TABLEAU IV

E_{Λ}	${}^3S_1^{\Lambda}$	${}^3\epsilon_1$	${}^3D_1^{\Lambda}$	${}^3P_2^{\Lambda}$	${}^3\epsilon_2$	${}^3F_2^{\Lambda}$
3.2	19.	8.	0.5	3.	0.3	-0.1
10.	25. (-11.)	10. (-9.1)	1. (0.9)	10 (5.4)	1.5 (2.4)	-0.2
16.8	32. (-14.7)	14. (-9.8)	3. (1.5)	13. (7.6)	3.5 (2.8)	-0.3
23.6	42. (-20.9)	20. (-13.3)	9. (6.2)	14. (12.)	4.5 (3.)	0.3 (0.4)
32.4	45. (-23.4)	24. (-19.8)	30. (21.8)	14. (14.)	5. (2.8)	2. (1.1)
E_{Λ}	${}^3D_3^{\Lambda}$	${}^3\epsilon_3$	${}^3G_3^{\Lambda}$	${}^3F_4^{\Lambda}$	${}^3\epsilon_4$	${}^3H_4^{\Lambda}$
3.2	0.04	3.		0.		0.
10.	0.5 (0.6)	11. (1.2)		0.03	16.	0.
16.8	3. (1.1)	17. (2.3)	-0.03	0.1 (0.07)	20. (10.)	0.
23.6	1. (3.4)	20. (3.5)	-0.1	0.3 (0.22)	26. (9.6)	0.07
32.4	-4. (5.1)	18. (3.1)	-0.2 (0.1)	0.4 (0.35)	26. (9.2)	1.5

TABLEAU V

E_A	$1\mathcal{E}_O^A$	$3\mathcal{P}_O^A$	$1\mathcal{S}_O^L$	$3\mathcal{P}_O^L$	$1\mathcal{A}_{13}^L$	$1\mathcal{A}_{23}^L$	$1\mathcal{A}_{34}^L$	$1\mathcal{A}_{24}^L$	$1\mathcal{A}_{34}^L$
37.2	13.5 (15.2)	33.5 (-13.6)	15. (-13.8)	5. (-2.2)	0.22 (-0.13)			0.15 (0.21)	
44.	10. (11.5)	36. (-32.3)	21. (-32.8)	9. (-6.4)	0.3 (-0.17)			0.32 (0.63)	
50.8	5.5 (9.5)	38.5 (-29.2)	30. (-33.2)	9. (-7.7)	0.27 (-0.19)			0.41 (0.65)	
57.6	-0.1 (4.4)	40.5 (-48.2)	38. (-33.5)	13. (-16.5)	0.11 (-0.22)			0.43 (0.67)	
64.4	-3 (2.7)	42. (-57.1)	38. (-32.4)	16. (-12.2)	-0.57 (-0.26)			0.44 (0.66)	
E_I	$1\mathcal{P}_I^A$	$3\mathcal{P}_I^A$	$1\mathcal{P}_I^L$	$3\mathcal{P}_I^L$	$1\mathcal{A}_{13}^L$	$1\mathcal{A}_{23}^L$	$1\mathcal{A}_{34}^L$	$1\mathcal{A}_{24}^L$	$1\mathcal{A}_{34}^L$
37.2	-25. (23.8)	20. (35.5)	-2. (-3.3)	3.5 (-2.7)	0.25 (-0.053)	0.07 (0.)	-0.12 (0.)	-0.29 (0.23)	0.06 (0.)
44	-23. (27.8)	35. (56.3)	-4.5 (-10.9)	4.5 (-9.5)	0.31 (-0.11)	0.13 (0.)	-0.16 (0.)	-0.36 (0.43)	0.11 (0.)
50.8	-27. (38.9)	45. (57.1)	-7.5 (-12.8)	15.5 (-12.9)	0.33 (-0.13)	0.18 (0.)	-0.14 (0.)	-0.39 (0.45)	0.25 (0.)
57.6	-32. (30.3)	39. (55.6)	-10. (-15.)	21. (-16.3)	0.37 (-0.16)	0.22 (0.)	-0.15 (0.)	-0.38 (0.49)	0.25 (0.)
64.4	-40. (30.9)	35. (54.2)	-14 (-15.)	26. (-20.7)	0.40 (-0.18)	0.25 (0.)	-0.10 (0.)	-0.41 (0.51)	0.26 (0.)

TABLEAU V (suite)

E_{Λ}	$1_{D_2}^{\Lambda}$	$3_{D_2}^{\Lambda}$	$1_{D_2}^{\Sigma}$	$3_{D_2}^{\Sigma}$	$1_{A_{12}}^3$	$1_{A_{13}}^3$	$1_{A_{23}}^3$	$1_{A_{14}}^3$	$1_{A_{24}}^3$	$1_{A_{34}}^3$
37 2	3 (3 3)	-5 (6.6)	-1 (-0)	0.5	-0.30 (0)	0.06 (-0.05)	0.04 (0)	-0.05 (0)	-0.02 (0)	0.20 (0)
44	1 (5.5)	-14 (15.8)	-3 (-3.5)	1 (-1.6)	-0.37 (0)	0.08 (-0.15)	0.03 (0)	-0.55 (0)	0.15 (0.33)	0.25 (0)
50 8	-2 (6.6)	-18.5 (20.4)	-7 (-4.9)	2 (-2.2)	-0.40 (0)	0.10 (-0.15)	0.01 (0)	-0.15 (0)	0.2 (0.42)	0.24 (0)
57 6	-7 (8.2)	-22 (26.9)	-12 (-6.7)	3 (-3.2)	-0.34 (0)	0.12 (-0.16)	-0.01 (0)	-0.20 (0)	0.36 (0.48)	0.30 (0)
64 4	-14 5 (10.4)	-25 (33.5)	-10 (-8.4)	4.5 (-4.6)	-0.25 (0)	0.11 (-0.19)	-0.09 (0)	-0.27 (0)	0.38 (0.49)	0.31 (0)
E_{Λ}	$1_{F_3}^{\Lambda}$	$3_{F_3}^{\Lambda}$	$1_{F_3}^{\Sigma}$	$3_{F_3}^{\Sigma}$	$1_{A_{12}}^4$	$1_{A_{13}}^4$	$1_{A_{23}}^4$	$1_{A_{14}}^4$	$1_{A_{24}}^4$	$1_{A_{34}}^4$
37 2	0 2 (0.3)	2 (1.3)	0.5	0.2	-0.24 (0)	0.27 (0)	0.11 (0)	-0.07 (0)	0.25 (0)	0.14 (0)
44	0 3 (0.9)	3 5 (3.5)	1 (-1.2)	0.5 (-0.7)	-0.28 (0)	0.28 (-0.29)	0.13 (0)	-0.13 (0)	0.38 (0.34)	0.15 (0)
50 8	1 (1.2)	5 5 (5)	2 5 (-1.9)	0.6 (-0.9)	-0.30 (0)	0.26 (-0.26)	0.17 (0)	-0.22 (0)	0.46 (0.38)	0.16 (0)
57 6	1 (1.6)	6 5 (7.3)	3 (-2.8)	1.2 (-1.3)	-0.3 (0)	0.21 (-0.22)	0.17 (0)	-0.27 (0)	0.49 (0.48)	0.15 (0)
64 4	2.5 (2.1)	6 (10.7)	3 (-4)	2 (-1.6)	-0.42 (0)	0.25 (-0.21)	0.15 (0)	-0.29 (0)	0.53 (0.51)	0.15 (0)

TABLEAU VI

E_{Λ}	${}^3S_1^{\Lambda}$	${}^3D_1^{\Lambda}$	${}^3S_1^{\Sigma}$	${}^3D_1^{\Sigma}$	${}^1A_{12}^3$	${}^1A_{13}^3$	${}^1A_{23}^3$	${}^1A_{14}^3$	${}^1A_{24}^3$	${}^1A_{34}^3$
37.2	47 (-31.1)	41 (52.5)	10. (-15.2)	0.5 (-0.2)	-0.24 (0.14)	0.10 (-0.20)	-0.31 (0.44)	-0.011 (-0.004)	0.10 (0.02)	0.008 (0.02)
44.	52. (-40.8)	34. (37.)	17. (-20.)	1.2 (-1.5)	-0.21 (-0.020)	0.13 (-0.30)	-0.40 (0.59)	-0.026 (-0.008)	0.11 (0.16)	0.04 (0.18)
50.8	56.5 (-44.)	27. (30.7)	23. (-24.3)	2.5 (-2.4)	-0.17 (-0.011)	0.17 (-0.30)	-0.47 (0.58)	-0.032 (-0.015)	0.12 (0.18)	0.07 (0.30)
57.6	59. (-48.3)	24. (22.7)	28. (-27.5)	4.5 (-4.4)	-0.10 (-0.013)	0.22 (-0.30)	-0.51 (0.56)	-0.041 (-0.022)	0.14 (0.20)	0.11 (0.36)
64.4	58.5 (-51.5)	22. (13.8)	31.5 (-33)	7.5 (-6.1)	-0.09 (-0.015)	0.22 (-0.29)	-0.50 (0.53)	-0.047 (-0.027)	0.15 (0.18)	0.17 (0.40)
F_{Λ}	${}^3P_2^{\Lambda}$	${}^3F_2^{\Lambda}$	${}^3P_2^{\Sigma}$	${}^3F_2^{\Sigma}$	${}^2A_{12}^3$	${}^2A_{13}^3$	${}^2A_{23}^3$	${}^2A_{14}^3$	${}^2A_{24}^3$	${}^2A_{34}^3$
37.2	14.5 (15.)	4. (8.8)	4 (-3.8)	0.1	-0.052 (-0.025)	0.013 (-0.006)	-0.22 (0.34)	0.02 (0.)	-0.10 (0.002)	0.19 (0.004)
44.	13.5 (15.9)	5.5 (22.1)	5 (-11.1)	0.3	-0.13 (-0.10)	0.05 (0.03)	-0.16 (0.45)	0.012 (0.008)	-0.21 (0.10)	0.17 (0.08)
50.8	13. (16.2)	13. (23.5)	11 (-12.7)	0.4 (-0.1)	-0.15 (-0.12)	0.09 (0.02)	-0.27 (0.53)	0.021 (0.017)	-0.01 (0.22)	0.16 (0.20)
57.6	12. (16.)	23.5 (28.3)	19.5 (-15.2)	0.3 (-0.2)	-0.16 (-0.14)	0.11 (0.02)	-0.33 (0.56)	0.027 (0.022)	0.25 (0.24)	0.18 (0.24)
64.4	12.5 (15.5)	34. (29.5)	26 (-17.)	0.2 (-0.5)	-0.15 (-0.16)	0.11 (0.03)	-0.41 (0.57)	0.035 (0.028)	0.33 (0.26)	0.23 (0.26)

TABLEAU VI (suite)

E_A	${}^3D_3^A$	${}^3G_3^A$	${}^3D_3^\Sigma$	${}^3G_3^\Sigma$	${}^3A_{12}^3$	${}^3A_{13}^3$	${}^3A_{23}^3$	${}^3A_{14}^3$	${}^3A_{24}^3$	${}^3A_{34}^3$
50,4	-2 (1, 1)	-0,3 (3, 1)	2 (-1, 2)	0	-0,14 (-0,02)	0,07 (-0,01)	0,43 (0,34)	-0,017 (0,0)	0,06 (0,0)	0,001 (0,002)
51,6	-3 (1, 1)	1 (1, 4)	5 (-4, 4)	0,05	-0,22 (0,02)	0,04 (-0,01)	0,40 (0,40)	-0,022 (0,03)	0,04 (0,04)	0,002 (0,002)
50,4	-2 (1, 4)	1 (5, 5)	9 (-5, 3)	0,1	-0,19 (0,09)	0,09 (-0,08)	0,38 (0,41)	-0,020 (-0,01)	0,04 (0,15)	0,010 (0,11)
51,6	-3 (1, 1)	12 (8, 8)	12 (-8, 2)	0,15 (0,1)	-0,16 (0,11)	0,11 (-0,10)	0,38 (0,42)	-0,008 (-0,02)	0,09 (0,20)	0,013 (0,15)
64,4	-35 (24, 7)	11 (10, 9)	15 (-10, 4)	0,1 (0,1)	-0,14 (0,13)	0,15 (-0,12)	0,39 (0,44)	0,01 (-0,03)	0,09 (0,23)	0,022 (0,14)
E_A	${}^3F_4^A$	${}^3H_4^A$	${}^3F_4^\Sigma$	${}^3H_4^\Sigma$	${}^4A_{12}^3$	${}^4A_{13}^3$	${}^4A_{23}^3$	${}^4A_{14}^3$	${}^4A_{24}^3$	${}^4A_{34}^3$
32,2	0,9 (0,6)	1,2 (0,3)	-0,2 (-0,3)	0	-0,22 (-0,09)	0 (-0,05)	0,31 (0,56)	0,011 (0,0)	-0,022 (0,0)	0 (0,0)
44,4	1,9 (1,2)	0,3 (1,1)	-1 (-1,5)	0	-0,17 (-0,05)	0,001 (-0,07)	0,37 (0,42)	0,010 (0,028)	-0,031 (0,015)	0,004 (0,024)
44,4	2 (1,0)	-1 (1,3)	-2 (-2,0)	0	-0,11 (-0,12)	0,010 (-0,02)	0,48 (0,40)	0,011 (0,09)	-0,05 (0,10)	0,013 (0,08)
47,8	3 (1,4)	-3 (2,2)	0,1 (-3,5)	-0,07	-0,05 (-0,13)	0,014 (-0,01)	0,67 (0,53)	0,05 (0,10)	-0,005 (0,15)	0,02 (0,11)
60,4	4 (1,2)	-2 (4,3)	3 (-4,8)	-0,1	-0,02 (-0,14)	0,020 (0,002)	0,62 (0,41)	0,09 (0,11)	0,015 (0,18)	0,09 (0,13)

TABLEAU VII

E_{Σ}	1S_0		3P_0	1P_1	$^1\epsilon_2$	3P_1
3.2	50. (77.4)		2. (4.3)	-3. (3.9)	3. (0.)	1. (-2.4)
10.	50. (49.2)		9. (10.7)	-15. (16.1)	13. (0.)	6.5 (-9.2)
16.8	46. (39.7)		14.5 (10.5)	-24. (20.4)	12. (0)	12. (-11.5)
23.6	44. (32.)		17.5 (9.)	-30. (28.3)	9. (0.)	15. (-15.3)
32.4	33.5 (25.)		19.5 (6.)	-33. (32.6)	8 (0)	14. (-18.)
E_{Σ}	1D_2	1F_3	3D_2	1F_3	$^1\epsilon_4$	3F_3
3.2	-0.5 (0.3)	-8. (0.)	1. (-0.4)	0.1	5. (0.)	0.1
10	-4. (1.7)	-10. (0.)	4. (-2.3)	0.5 (0.4)	3.5 (0)	0.6 (-0.5)
16.8	-2. (2.6)	-15. (0.)	5.5 (-2.8)	1.2 (0.5)	2.9 (0)	0.1 (-0.8)
23.6	3. (4.4)	-24. (0.)	6.5 (-4.6)	1.9 (1.1)	26. (0.)	-0.2 (-1.6)
32.4	10. (6.)	-34. (0.)	7. (-5.7)	2.1 (1.6)	24 (0.)	-0.5 (-2.3)

TABLEAU VIII

E_{Σ}	3S_1	${}^3\epsilon_1$	3D_1	3P_2	${}^3\epsilon_2$	3F_2
3.2	8.5 (-12.)	3. (6.8)	-0.5 (0.8)	0.6 (1.7)	3.5 (-6.)	0.1 (-0.1)
10.	10. (-21.)	7. (13.9)	-2. (2.4)	9. (8.6)	11.5 (-13.7)	0.2 (-0.2)
16.8	8. (-26.6)	12. (13.8)	-6. (3.)	14. (9.4)	16.5 (-13.7)	-0.2 (-0.2)
23.6	3. (-31.1)	18. (12.8)	-9. (3.5)	16. (15.4)	19. (-12.5)	-0.4 (0.)
32.4	-4. (-36.)	14. (11.6)	-10. (3.4)	18. (19.)	21. (-10.7)	-0.5 (0.4)
E	3D_3	${}^3\epsilon_3$	3G_3	3F_4	${}^3\epsilon_4$	3H_4
3.2	0.1 (0.2)	-17	-0.05	0.06	19.	-0
10	0.5 (1.4)	-26. (-18.5)	-0.08	0.09	40.	-0.
16.8	1.5 (2.3)	-44. (-19.4)	-0.1	0.2	63.	-0.04
23.6	3 (4.9)	-51. (-20.2)	-0.6 (-0.3)	0.9 (0.5)	67. (-31.3)	-0.3
32.4	6 (7.5)	-53. (-15.)	-1 (-0.2)	2.5 (1.3)	66. (-32.8)	-0.5 (-0.4)

TABLEAU IX

A_{11}	A_{12}	A_{22}	R_{11}	R_{12}	R_{22}
-2.4	0.25	-0.49	2.	-4.	4.2
				a_s^Λ	r_s^Λ
nos résultats				-2.4	2.8
De Swart et Dullemond (hyperfragment)				$-3.6^{+3.6}_{-1.8}$	$\sim 2.$
Herndon et Tang				-2.25	3.29
Rehovoth-Heidelberg				-1.8	2.8
Maryland				-2.	5.
De Swart et Dullemond				-1.78	3.3
				-2.10	2.1
Fast, Helder et De Swart				$-1.7^{+0.5}_{-0.5}$	$2.5^{+1.}_{-0.5}$
Deloff				-1.61	3.22
Brown, Downs et Iddings				-2.25	3.47

TABLEAU X

A_{11}	A_{12}	A_{22}	R_{11}	R_{12}	R_{22}
-1.3	-0	1.	1.7	-3.8	-1.2
				a_t^Λ	r_t^Λ
nos résultats				-1.3	3.1
De Swart et Dullemond (hyperfragment)				$-0.53^{+0.12}_{-0.12}$	5.
Herndon et Tang				-2.08	3.40
Rehovoth-Heidelberg				-1.6	3.3
Maryland				-2.2	3.5
De Swart et Dullemond				0.07	2.3
				0.12	8.7
Fast, Helder et De Swart				$-1.5^{+0.5}_{-0.5}$	$2.5^{+0.05}_{-0.05}$
Deloff				-1.61	3.62
Brown, Downs et Iddings				-2.12	3.31

TABLEAU XI

A_{11}	A_{12}	A_{22}	R_{11}	R_{12}	R_{22}
-4.4	1.2	-3.	1	1.7	10.4
				$\sum_{s=1}^4 a_s$	$\sum_{s=1}^4 r_s$
nos résultats				-4.4	1.3
De Swart et Dullemond				22	3.08
				26	2.
Fast, Helder et De Swart				-6.1	2.1-0.3
Helder				-6.9	2.5
Guru Vachan Dass				-5	
				-1	
Dosch et Muller				-5.	3.73

TABLEAU XII

A_{11}	A_{12}	A_{22}	R_{11}	R_{12}	R_{22}
-0.4	-1.	0.02	3.1	4.	-1.45
				$a_t^{\Sigma \frac{3}{2}}$	$r_t^{\Sigma \frac{3}{2}}$
nos résultats				-0.4	2.
De Swart et Dullemond {				0.33	-0.79
				0.43	-0.79
Fast, Helder et De Swart				-0.2 ± 0.05	-40.
Helder				0.63	-4.5
Guru Vachan Dass {				-1.3	
				1.7	
Dosch et Muller				-0.5	10.

TABLEAU XIII

$A^{\Lambda\Lambda}$	$A^{\Lambda\Sigma}$	$A^{\Sigma\Sigma}$	$R^{\Lambda\Lambda}$	$R^{\Lambda\Sigma}$	$R^{\Sigma\Sigma}$
-0.13 (-0.120) (-0.202)	-0.83 (-0.225) (-0.172)	-0.21 (1.175) (1.064)	4.5 (3.15) (5.25)	3.6 (-0.7) (3.06)	4.2 (1.324) (0.162)

TABLEAU XIV

$A^{\Lambda\Lambda}_{11}$	$A^{\Lambda\Lambda}_{12}$	$A^{\Lambda\Sigma}_{13}$	$A^{\Lambda\Sigma}_{14}$	$A^{\Lambda\Lambda}_{22}$
-0.31 (-0.505) (0.086)	-0.75 (-0.442) (-0.205)	-0.07 (2.32) (1.15)	0.16 (1.36) (0.80)	-0.92 (-0.235) (-0.122)
$A^{\Lambda\Sigma}_{23}$	$A^{\Lambda\Sigma}_{24}$	$A^{\Sigma\Sigma}_{33}$	$A^{\Sigma\Sigma}_{34}$	$A^{\Sigma\Sigma}_{44}$
0.17 (1.235) (0.620)	-0.52 (0.652) (0.652)	-4.2 (-5.55) (-2.75)	-4.3 (-4.24) (-2.66)	-2.1 (-1.695) (-0.699)
$R^{\Lambda\Lambda}_{11}$	$R^{\Lambda\Lambda}_{12}$	$R^{\Lambda\Sigma}_{13}$	$R^{\Lambda\Sigma}_{14}$	$R^{\Lambda\Lambda}_{22}$
3.7 (0.120) (0.60)	3.2 (2.1) (1.76)	0.86 (-0.34) (-0.138)	3.7 (-3.3) (-3.37)	1.2 (-26.8) (-17.0)
$R^{\Lambda\Sigma}_{23}$	$R^{\Lambda\Sigma}_{24}$	$R^{\Sigma\Sigma}_{33}$	$R^{\Sigma\Sigma}_{34}$	$R^{\Sigma\Sigma}_{44}$
5.5	4.9	0.92 (0.86) (0.73)	1.2	1.7

LEGENDE DES FIGURES

- Figure 1 Section efficace totale (Λp) élastique. La courbe en trait plein correspond aux valeurs des constantes de couplage du tableau I. Celle en trait pointillé correspond aux mêmes valeurs, mais $g_\sigma^2 / 4\pi = 4.5$. Pour celle en trait mixte $g_\sigma^2 / 4\pi = 5.5$. E_Λ est l'énergie du Λ dans le système du centre de masse. Les résultats expérimentaux sont ceux de la compilation de G. Alexander et al. ⁽⁴⁸⁾. Cette compilation contient tous les résultats relatifs aux interactions (ΛN) publiés entre le 1er janvier 1954 et le 31 décembre 1968. Dans les figures 1, 2 et 3 les symboles suivants représentent respectivement :
- $\bullet$ les résultats obtenus dans les chambres à bulles à hydrogène.
 - $\blacktriangle$ les résultats obtenus dans les chambres à bulles à liquides lourds.
 - $\circ$ les résultats préliminaires de Kadyk et al. ⁽⁴⁹⁾
- Figure 2 Section efficace élastique (Λp) au voisinage du seuil de la réaction ($\Lambda p \rightarrow \Sigma N$), en fonction de l'impulsion P_Λ du Λ dans le système du laboratoire.
- Figure 3 Section efficace ($\Lambda p \rightarrow \Sigma^0 p$) correspondant à la figure (1).
- Figure 4 Sections efficaces différentielles (Λp) élastiques, correspondant aux valeurs du tableau I.
- | | |
|----------------------------------|----------------------------------|
| a) $E_\Lambda = 4 \text{ MeV.}$ | d) $E_\Lambda = 45 \text{ MeV.}$ |
| b) $E_\Lambda = 10 \text{ MeV.}$ | e) $E_\Lambda = 66 \text{ MeV.}$ |
| c) $E_\Lambda = 32 \text{ MeV.}$ | |
- Figure 5 Section efficace totale ($\Sigma^+ p$) élastique. E_Σ est l'énergie du Σ dans le système du centre de masse

- Figure 6 Sections efficaces différentielles (Σ^+p) élastiques :
a) $E_\Sigma = 3.5$ MeV. b) $E_\Sigma = 17$ MeV. c) $E_\Sigma = 32$ MeV.
- Figure 7 Section efficace totale (Σ^-p) élastique.
- Figure 8 Sections efficaces différentielles (Σ^-p) élastiques :
a) $E_\Sigma = 3.5$ MeV. b) $E_\Sigma = 17$ MeV. c) $E_\Sigma = 32$ MeV.
- Figure 9 Section efficace totale (Λp) élastique obtenue dans le modèle d'échange de bosons sans utiliser la méthode ND⁻¹.

$$\left\{ \begin{array}{lll} \text{-en trait fort} & g_\sigma^2 / 4\pi = 4.4 & g_\omega^2 / 4\pi = 12.5 \\ \text{-en trait fin} & g_\sigma^2 / 4\pi = 4.8 & g_\omega^2 / 4\pi = 12.5 \end{array} \right.$$
- Figure 10 Section efficace totale (Λp) élastique obtenue dans le modèle d'échange de bosons en utilisant la méthode ND⁻¹ à un seul canal.
- Figure 11 Déphasage $^1S_0^\Lambda$ en fonction de l'énergie du Λ dans le système du centre de masse.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{- trait plein : nos résultats} \\ \text{- trait interrompu long : De Swart et Dullemond}^{(1)} \\ \text{- trait interrompu court : Dullemond et De Swart}^{(30)} \\ \text{- trait mixte : De Swart et Iddings}^{(33)} \end{array} \right.$$
- Figure 12 Déphasage $^1S_0^\Sigma$ dans l'état d'isospin $T = \frac{1}{2}$. Les déphasages $^1S_0^\Sigma$ et $^1S_0^\Lambda$ sont couplés pour E_Λ supérieur au seuil de la réaction ($\Lambda N \rightarrow \Sigma N$).
- Figure 13 Déphasage $^3P_0^\Lambda$. Ce déphasage n'est pas couplé au déphasage $^1S_0^\Lambda$.
- Figure 14 Déphasage $^3S_1^\Lambda$.
- Figure 15 Déphasage $^3S_1^\Sigma$.
- Figure 16 Déphasage $^3D_1^\Lambda$. Ces trois derniers déphasages sont fortement couplés en particulier $^3S_1^\Sigma$ et $^3D_1^\Lambda$ au dessus du seuil de la réaction ($\Lambda N \rightarrow \Sigma N$).

Figure 17 Déphasage 1S_0 dans l'état d'isospin $T = \frac{3}{2}$, en fonction
de l'énergie E_Σ du Σ dans le système du centre de masse.

Figure 18 Déphasage 3S_1 dans l'état d'isospin $T = \frac{3}{2}$.

$\sigma(\text{mb})$ $\delta_{\beta} = 0.13 \text{ e} / q_{\beta}$

Fig. 1

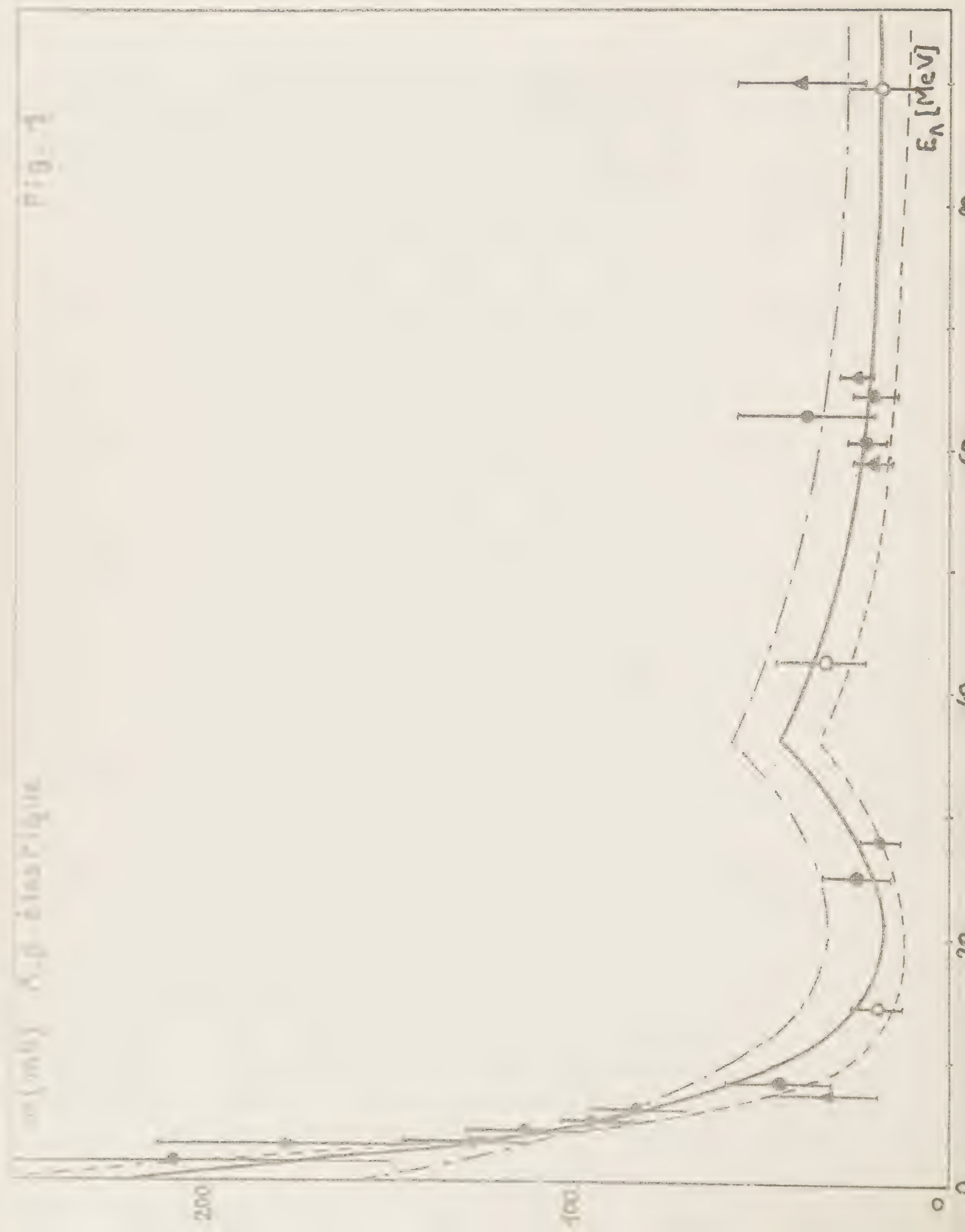


Fig. 2

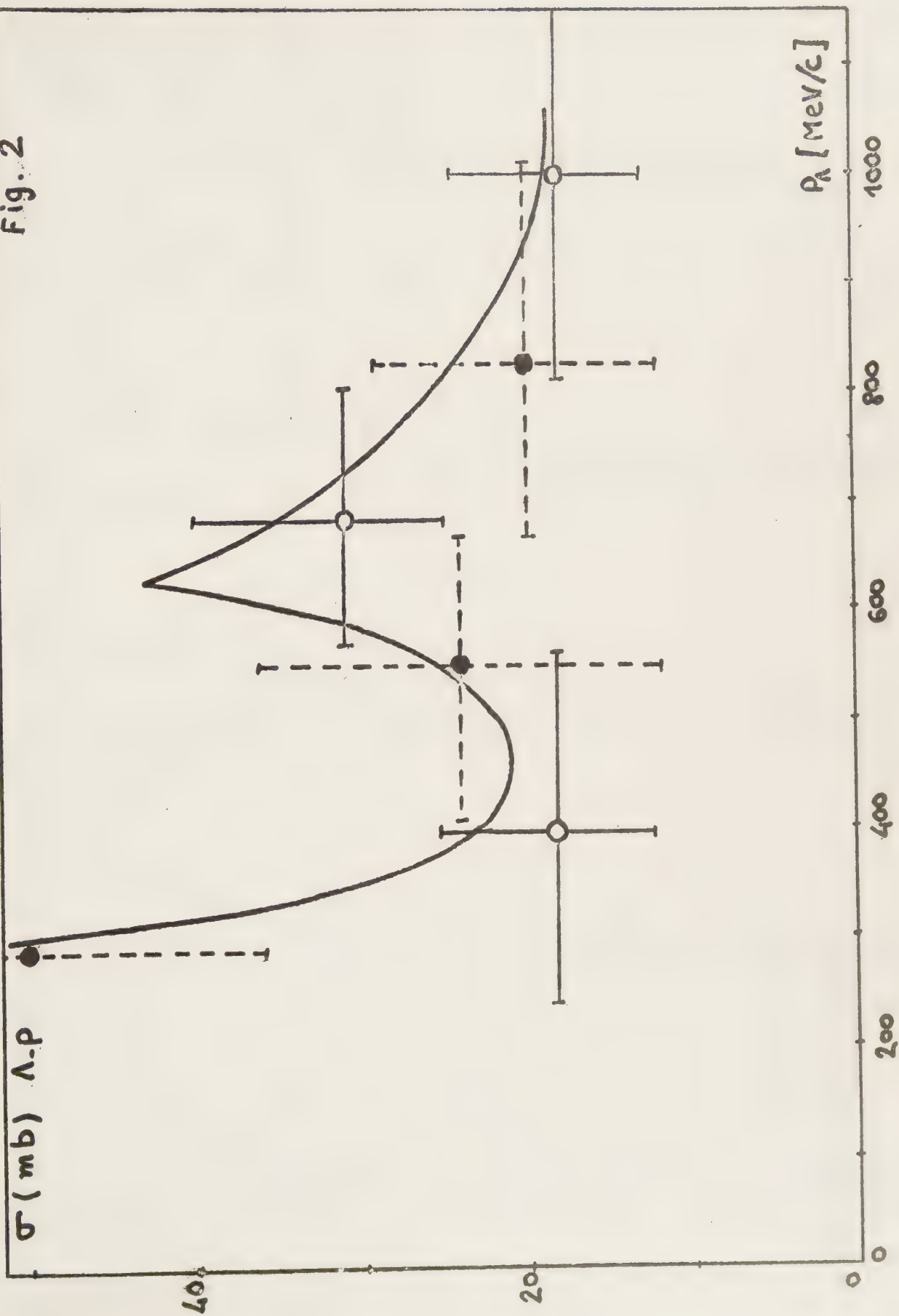


Fig. 3

$\sigma(\text{mb}) \quad \Lambda p \rightarrow \Sigma^0 p$

20

10

0

20

40

60

80

$E_\Lambda [\text{MeV}]$



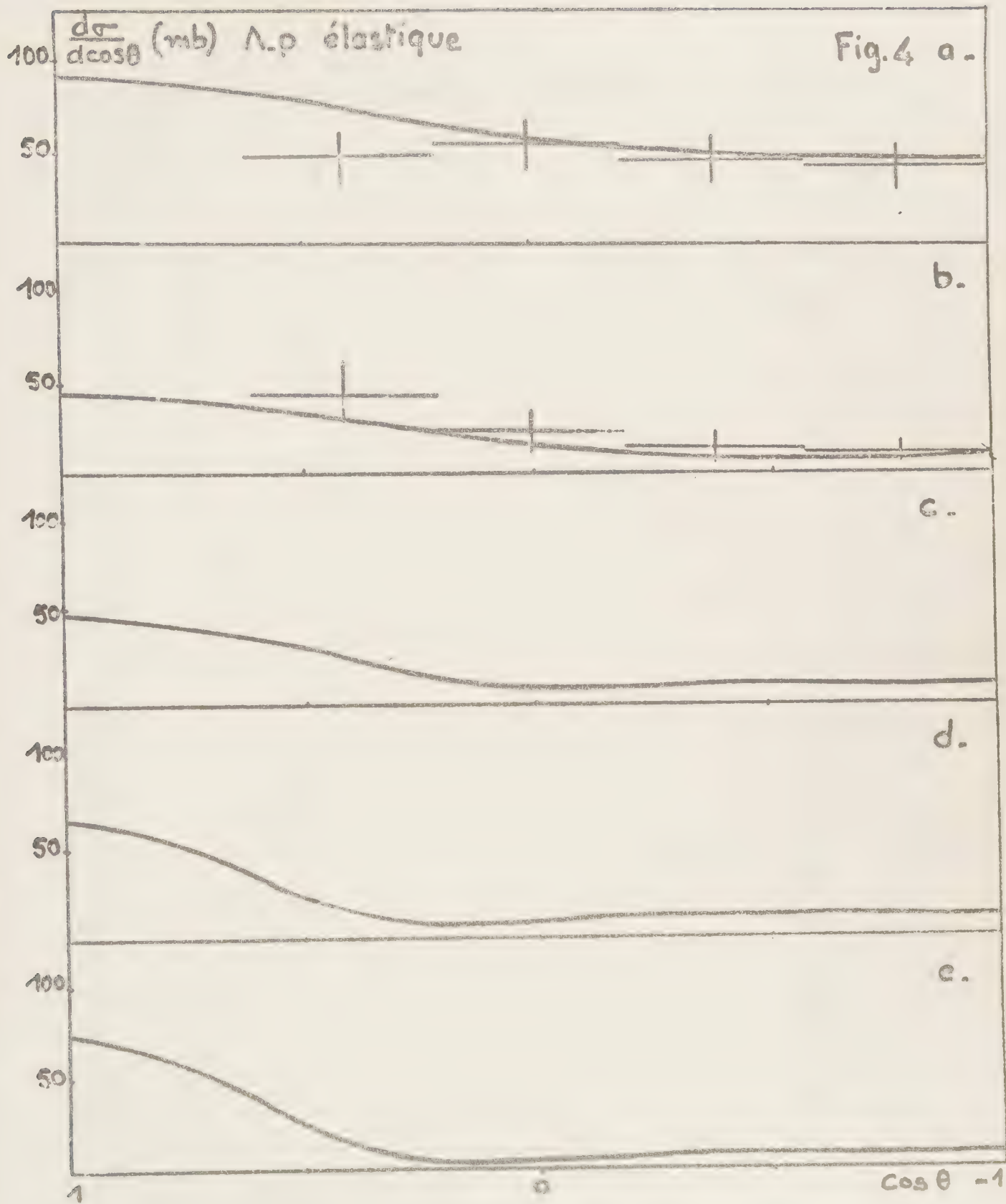
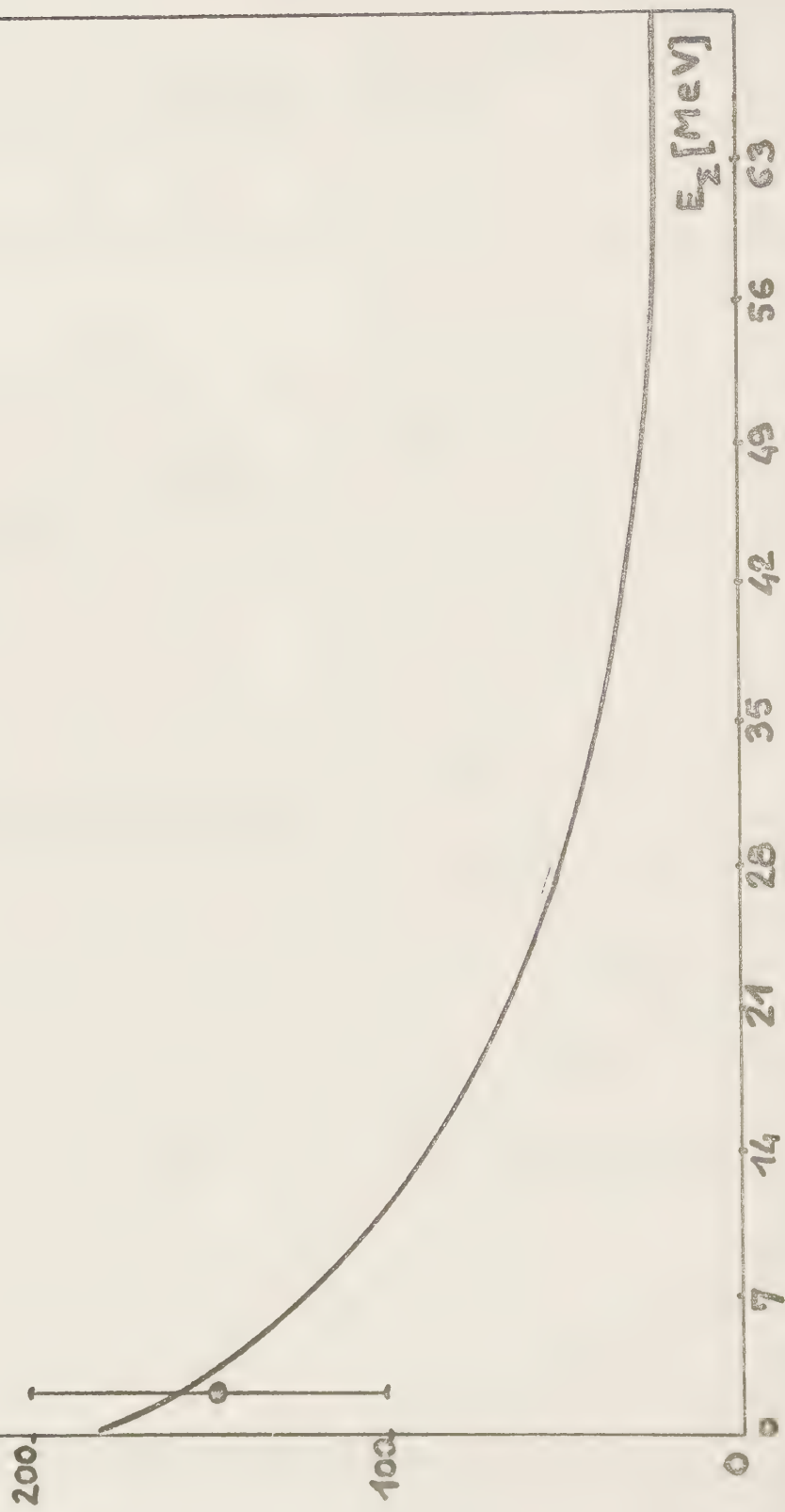


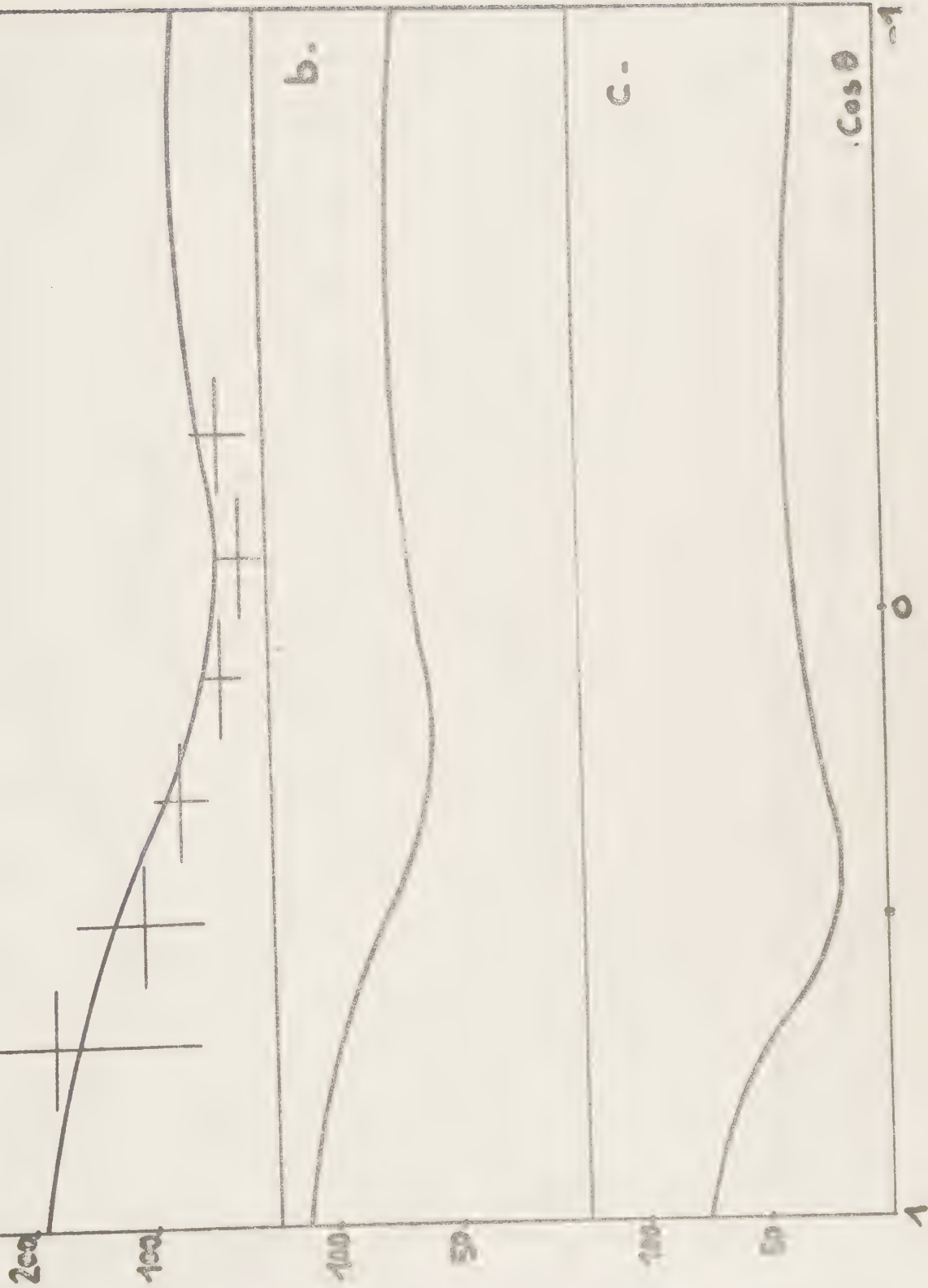
Fig. 5

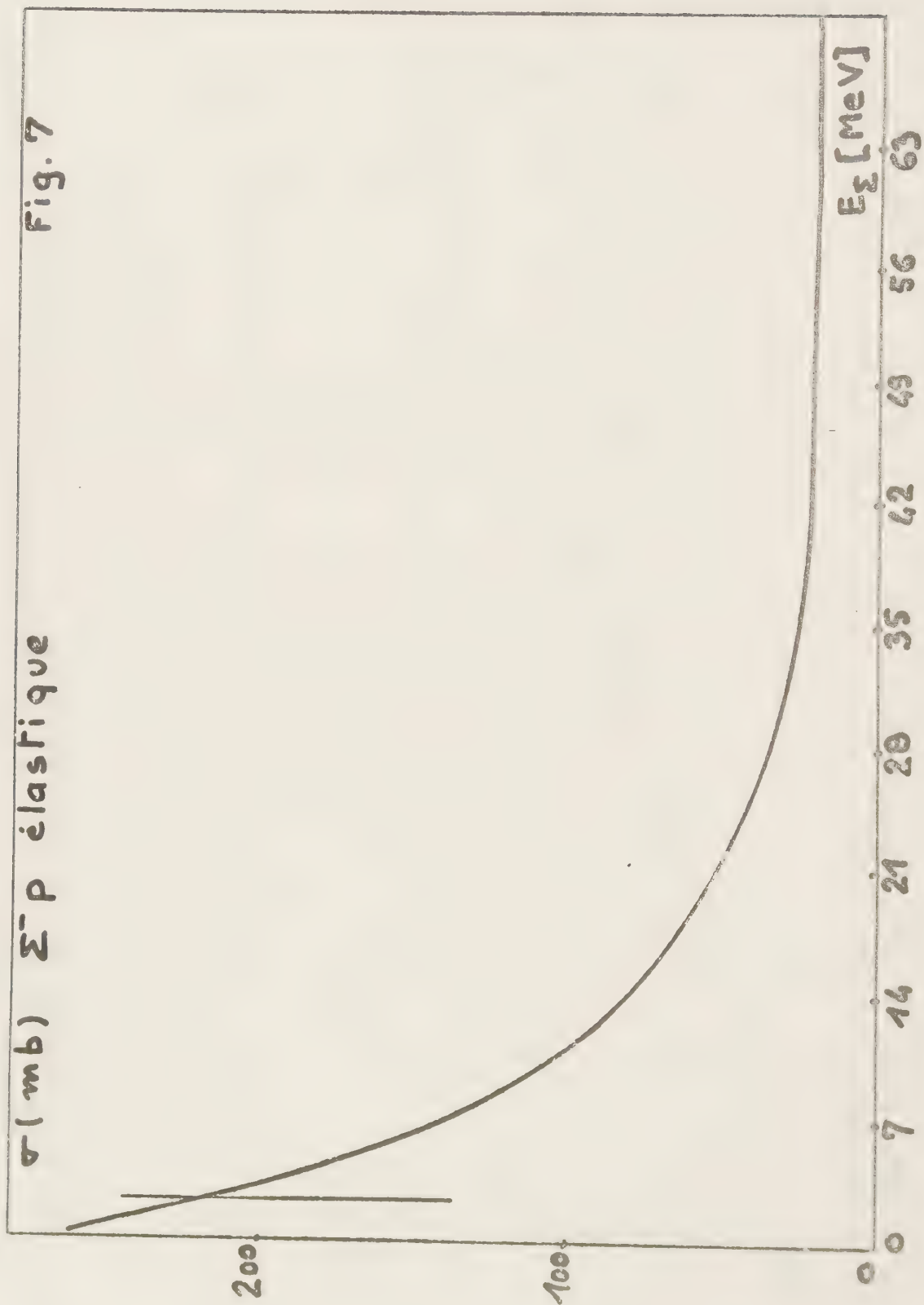
$\sigma(\text{mb})$ Σ^+p élastique



$\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [mb] $\Sigma^+ p$ élastique

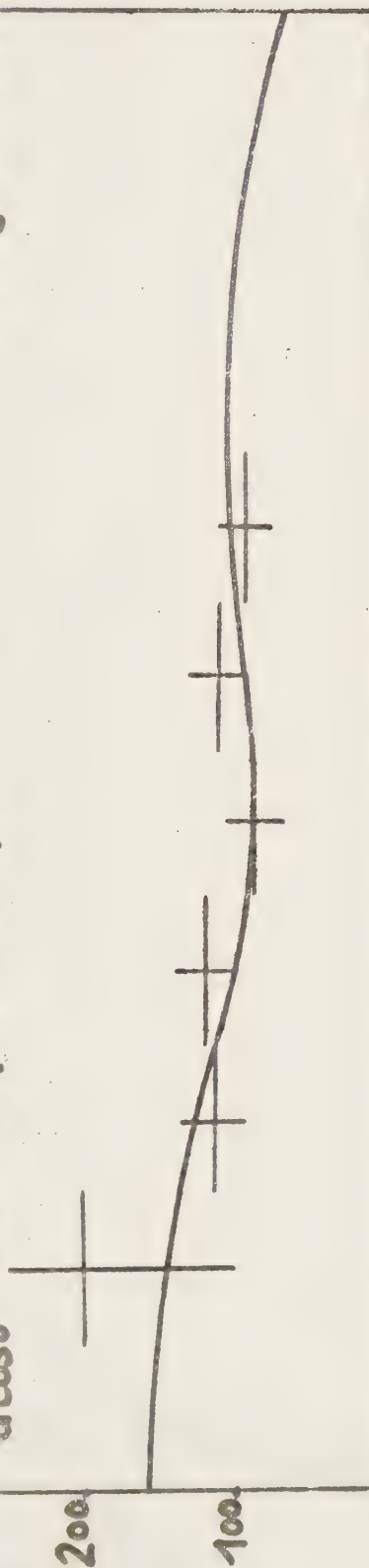
Fig. 6 a.





$\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ (mb) Σp élastique

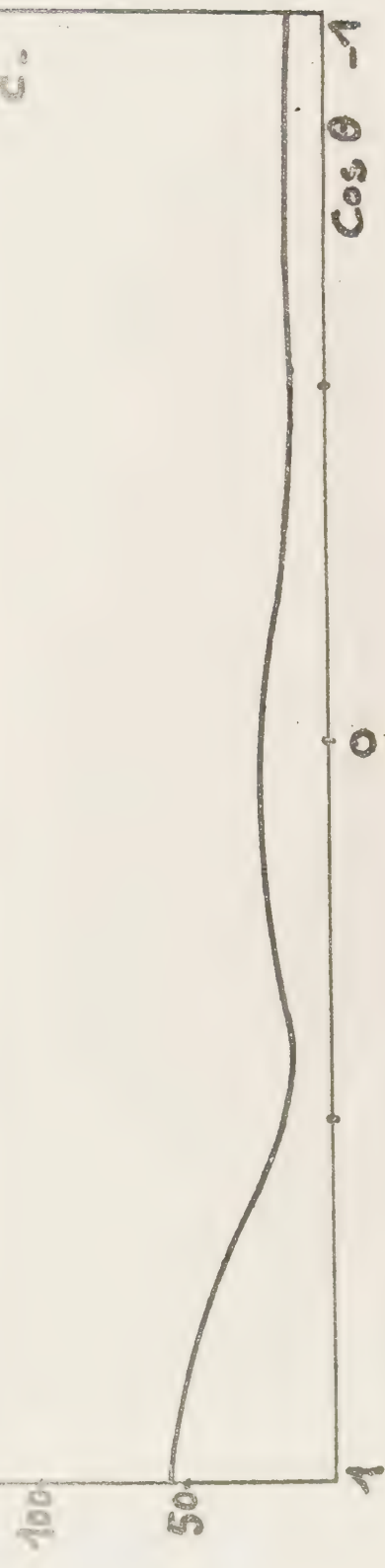
Fig. 8 a.

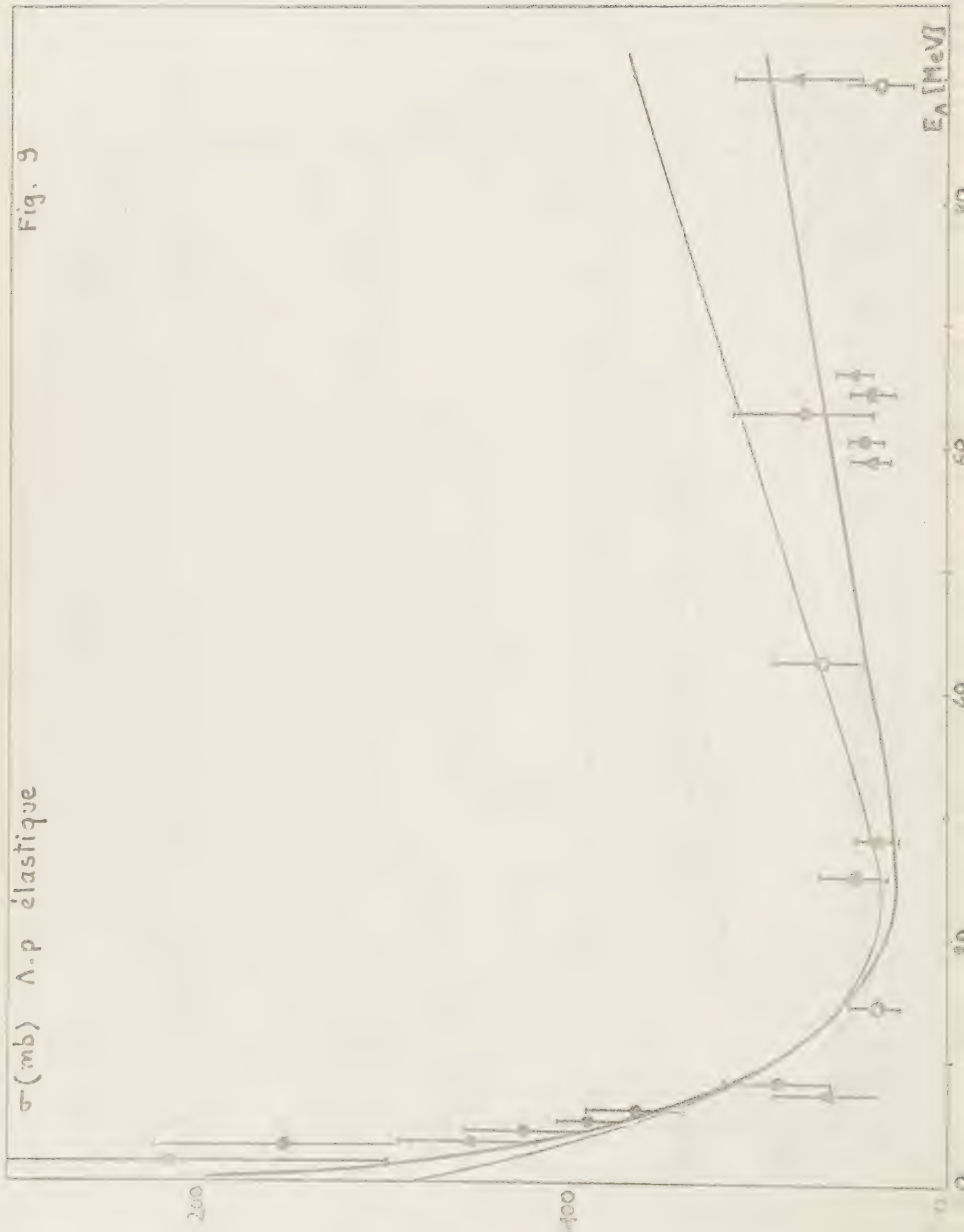


b.



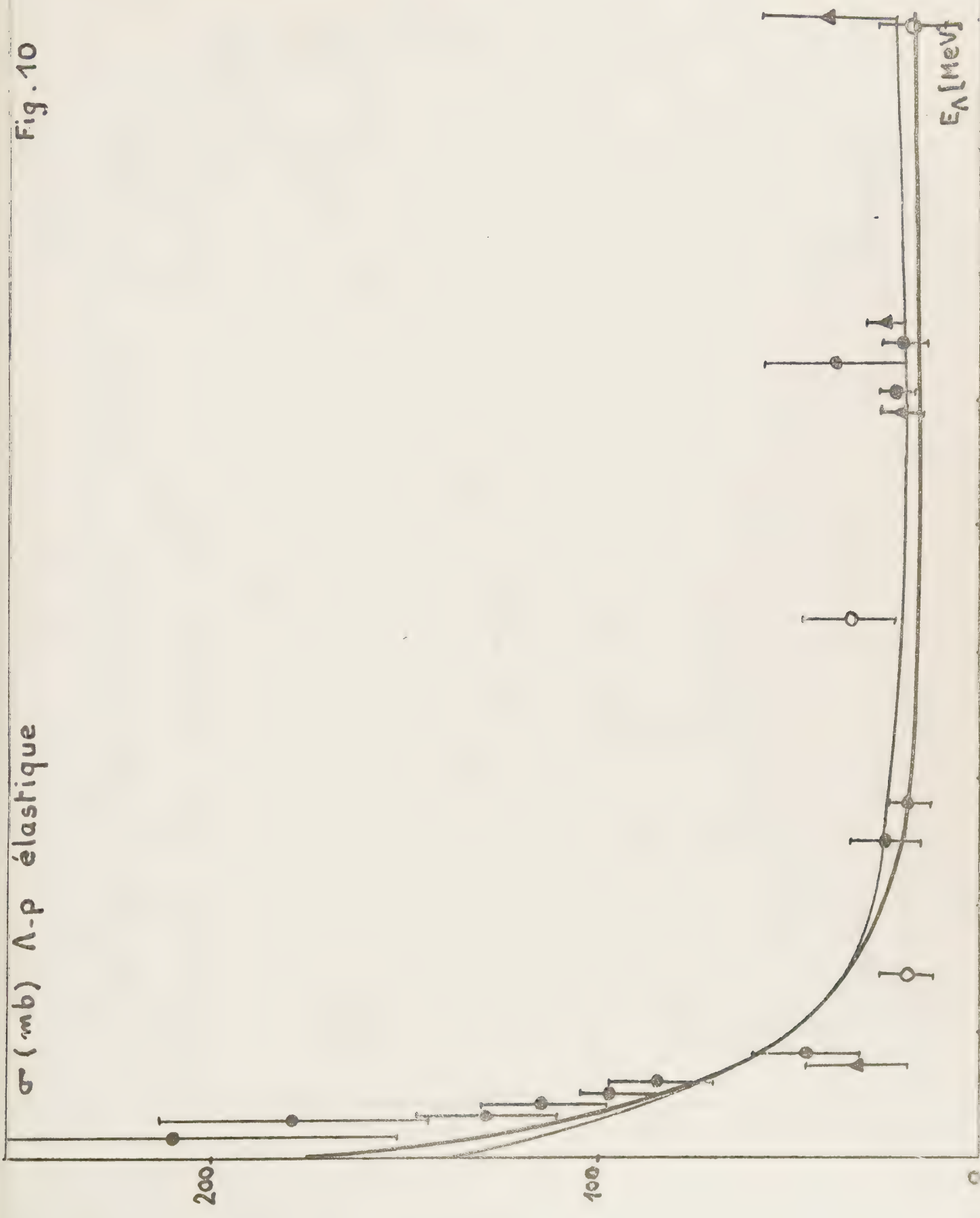
c.



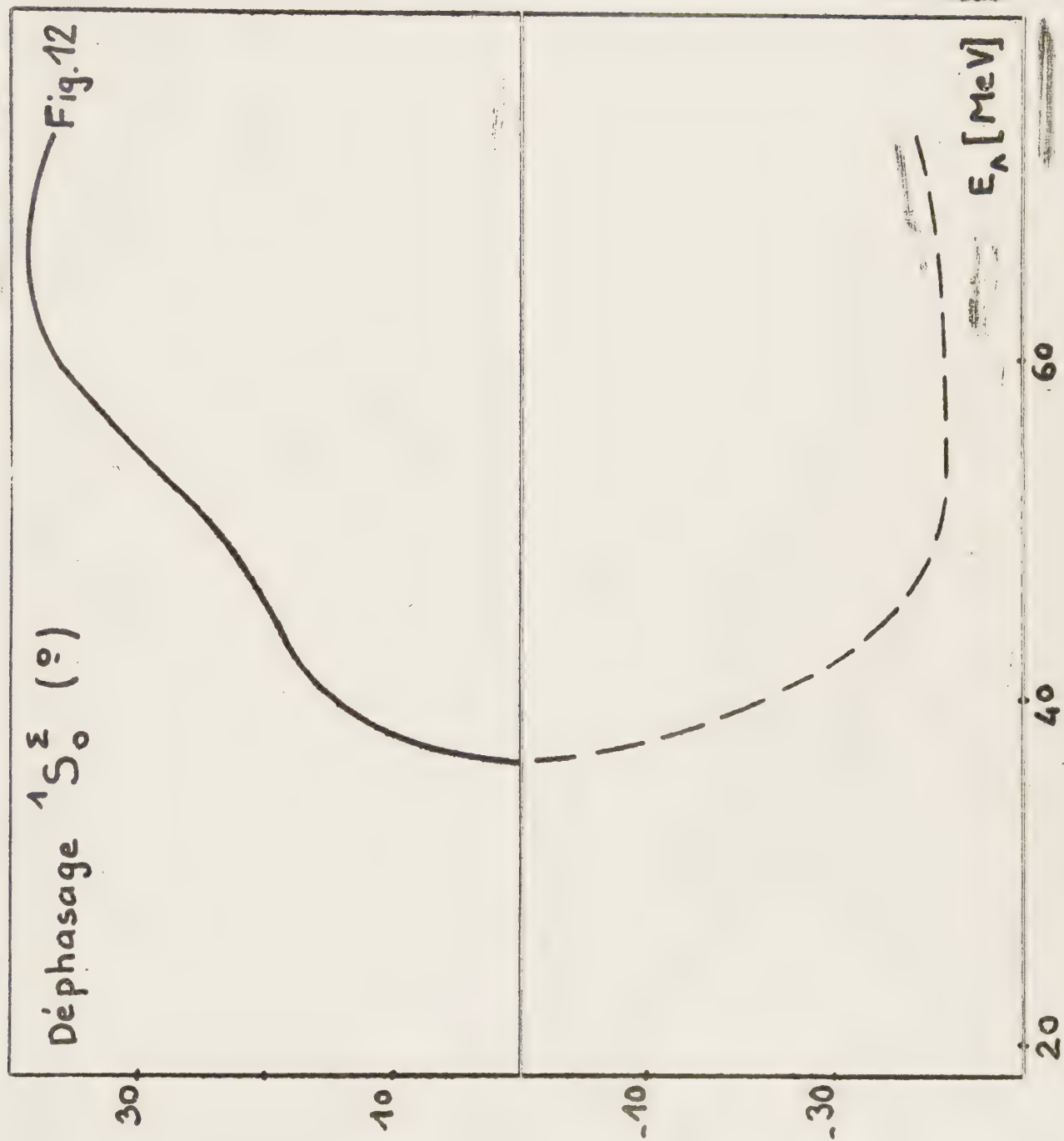


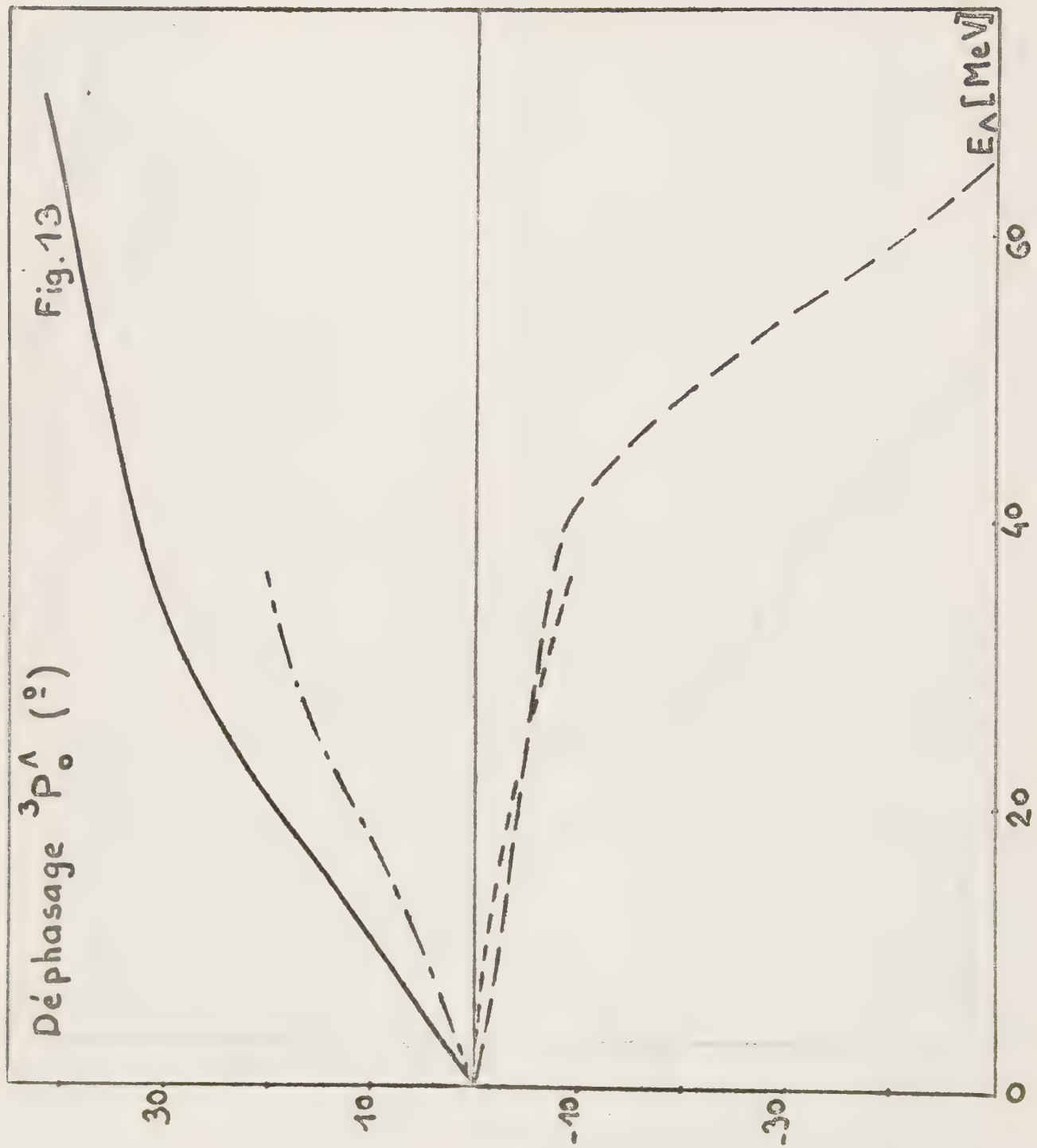
σ (mb) Λ -p élastique

Fig. 10









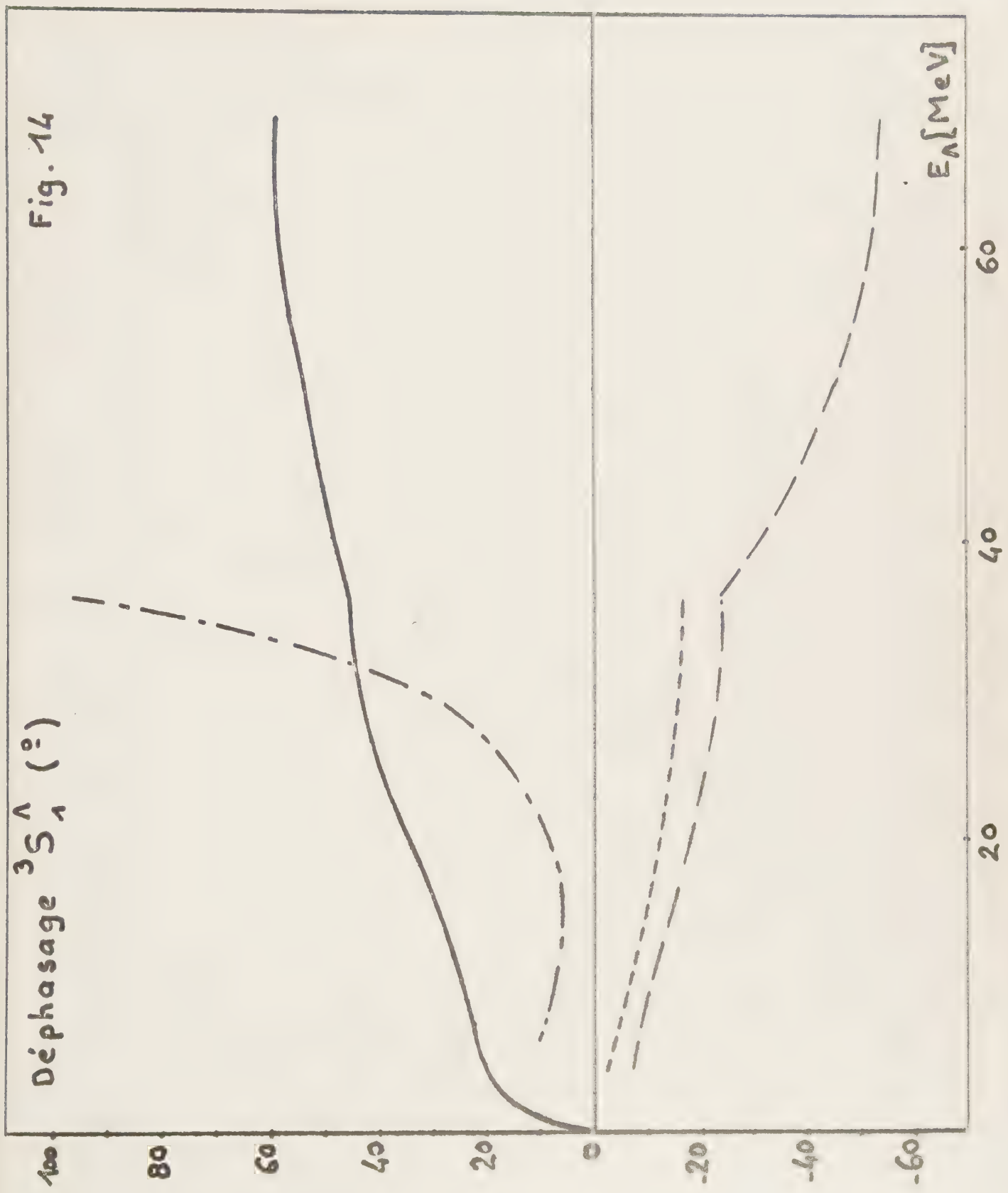
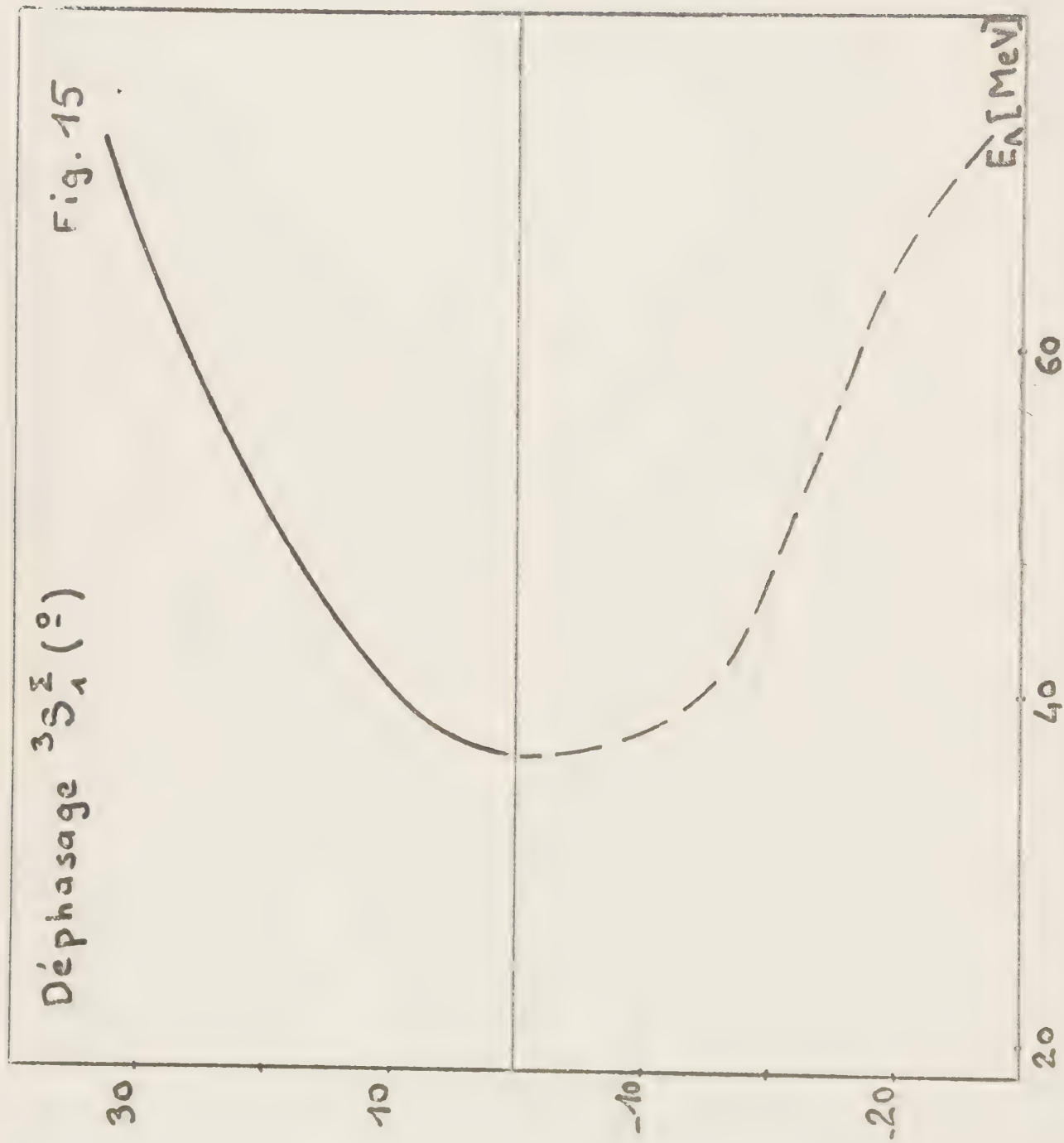
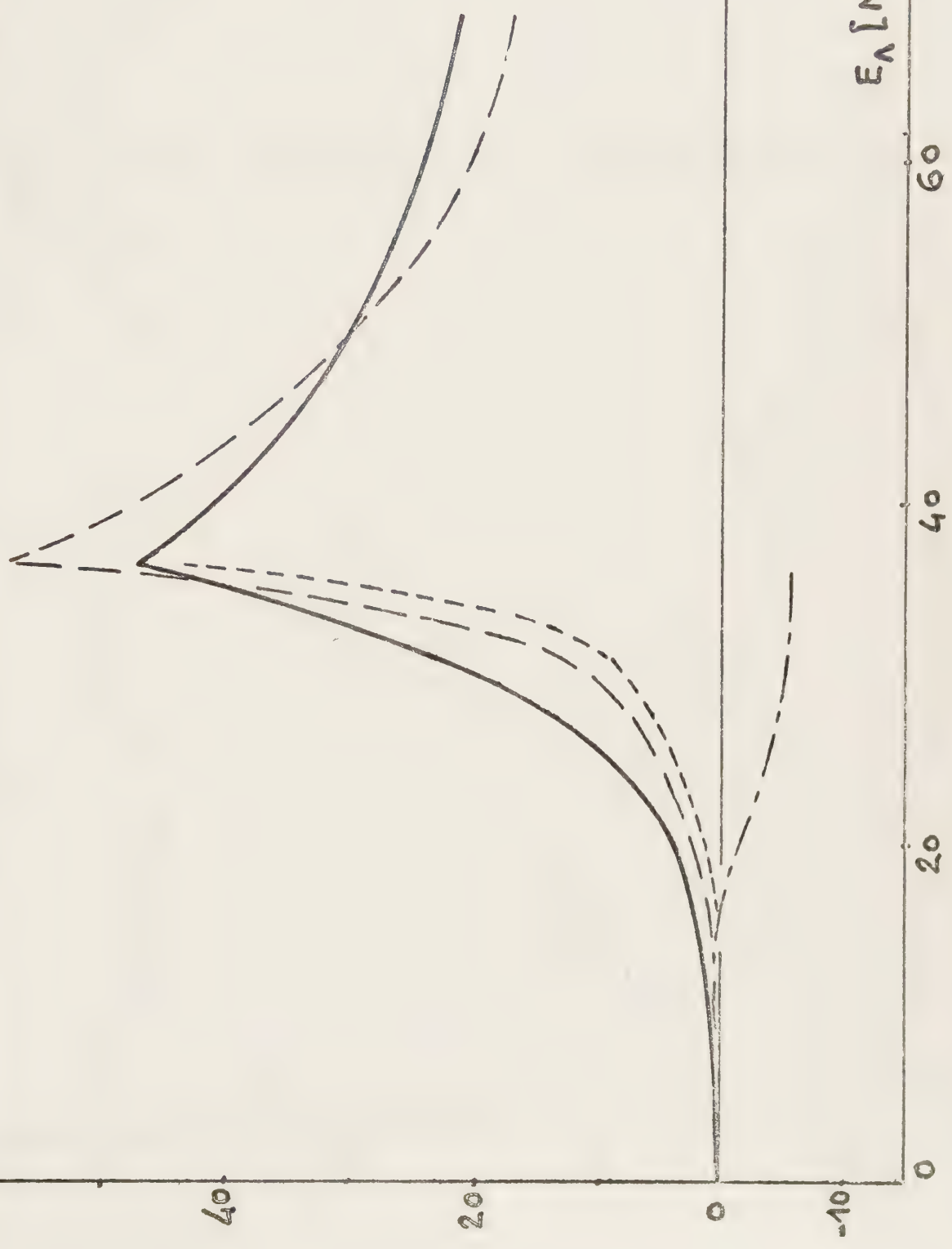


Fig. 14

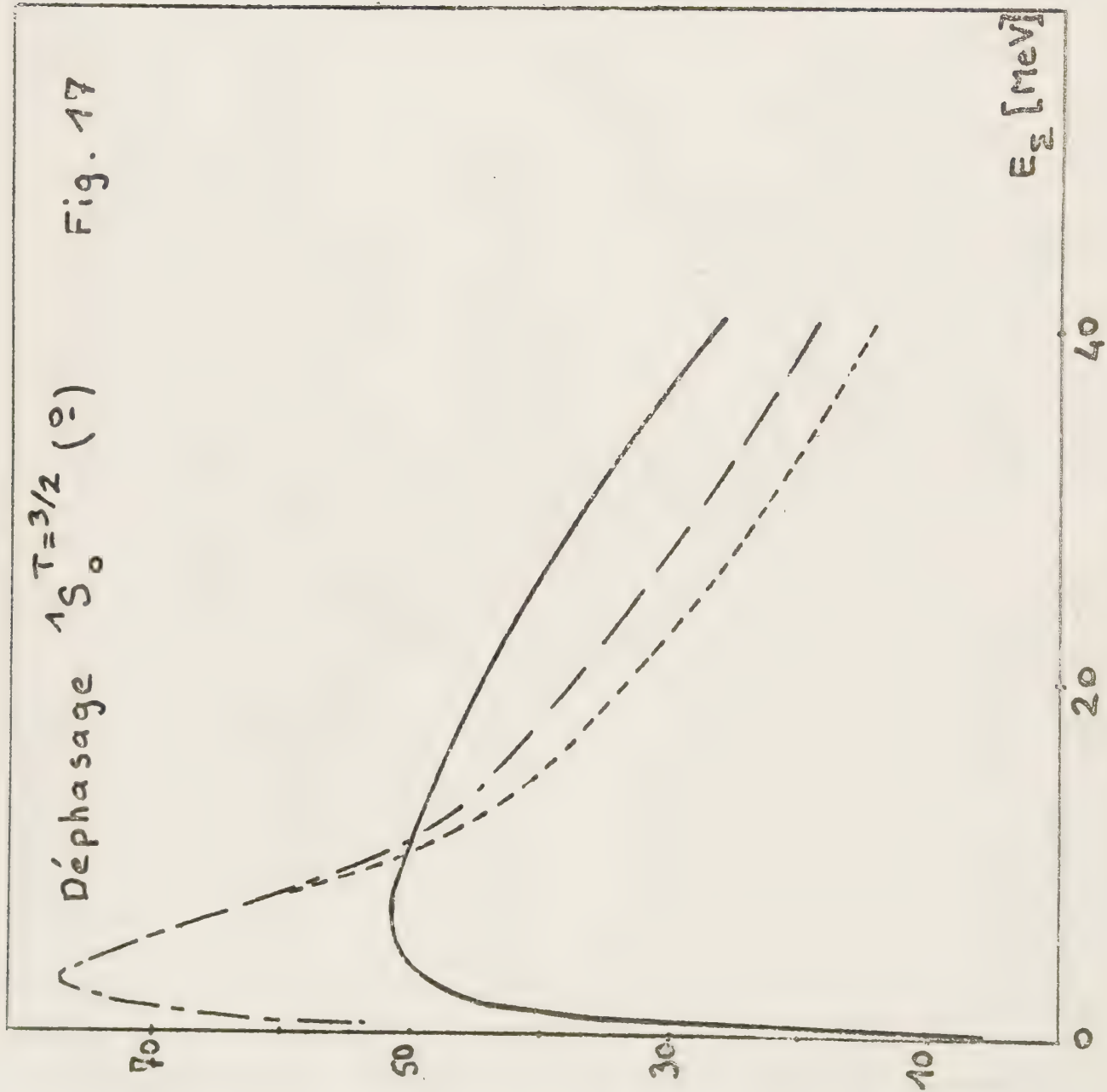


Déphasage ${}^3D_1^{\wedge} (^\circ)$

Fig. 16



E_A [MeV]



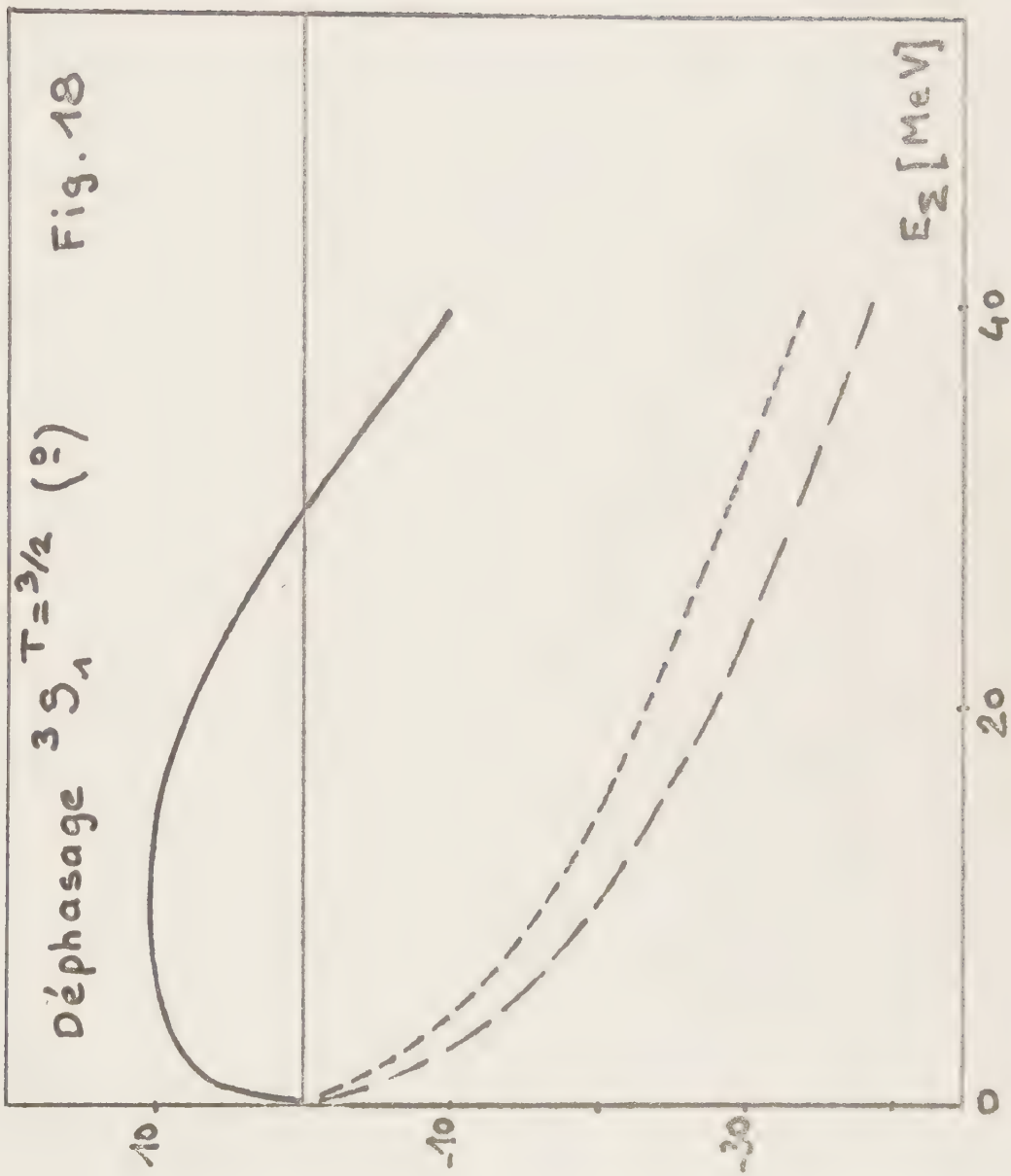


Fig. 18



DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

La diffusion inélastique électron-proton dans la région
profonde.

Vu et approuvé

Paris, le 1. Juin..... 19.70.

Le Doyen de la Faculté des Sciences
de Paris

Marc ZAMANSKY

Vu
et permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie de Paris

Robert MALLET

